ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. Л. ГОЛЬДИН и Е. Ф. ТРЕТЬЯКОВ

ПРЕЦИЗИОННЫЙ МАГНИТНЫЙ α-СПЕКТРОМЕТР

Введение

Магнитные α-спектрометры — это прецизионные приборы. Их раз-ры (порядка метра) определяются величиной $H\rho$ для α-частиц, которая ычно составляет $3—4 \cdot 10^5$ Oe·см. Необходимость разделять близкие линии, отстоящие одна от другой иногда всего на 10—15 keV, опреде-ет разрешающую силу спектрометров и не позволяет применять особенно льших магнитных полей. При полях выше 10 kGs насыщение полюсов иводит к тому, что конфигурация поля (а следовательно и качество кусировки) начинает сильно зависеть от его напряженности.

В настоящее время повышается интерес к длиннопробежным α-части-м, интенсивность которых составляет сотые и даже тысячные доли про-нта по отношению к основной линии. В то же время светосила преци-онных приборов с хорошей разрешающей силой пока остается невысо-й и составляет 10^{-4} долю от 4π и меньше. Недостаток светосилы прихо-тся компенсировать огромными временами экспозиции, составляю-ми иногда недели непрерывной работы. При этом решающую роль инает играть долговременная стабильность спектрометра.

Целесообразная, надежная и экономная конструкция прибора и его тания приобретают, таким образом, основное значение.

В настоящей работе описывается α-спектрометр, который находится эксплуатации с 1952 г. Разрешающая способность прибора (ширина ка на полувысоте) составляет 7,5 kV при энергии α-частиц 5,3 MeV. качестве регистраторов применяются фотографические пластинки. спектрометре были обнаружены α-линии, соответствующие парциаль-му периоду полураспада $5 \cdot 10^8$ лет, и полностью разрешены линии, тоящие на 12 keV.

Магнитное поле

Для анализа α-частиц в спектрометре используется неоднородное по-ечное аксиально-симметричное магнитное поле, обеспечивающее остранственную фокусировку α-частиц. Фокусировка осуществляется угле отклонения 254° [1].

В средней плоскости зазора такое поле описывается формулами:

$$H_z = H_0\left[1 - \frac{1}{2}\cdot\frac{r-r_0}{r_0} + \beta\left(\frac{r-r_0}{r_0}\right)^2\right], \quad H_r = H_\varphi = 0.$$

При $\beta = 1/8$ осуществляется фокусировка второго порядка для углов лета, расположенных в плоскости, перпендикулярной к магнитному ю (оси Z). Анализ таких полей был проведен в наших работах [2, где показано, что неоднородное поле имеет ряд преимуществ перед ородным: спектрометр с неоднородным полем при тех же размерах имеет ое большую дисперсию и в полтора раза большую светосилу, чем спек-метр с однородным полем.

Магнитное поле с пространственной фокусировкой в течение нескольких последних лет широко применяется в β-спектрометрии в приборах большой светосилы; мы впервые применили его для α-спектрометрии.

Конструкция электромагнита

Для создания поля применяется электромагнит с кольцевым зазором. На рис. 1 показан внешний вид спектрометра, а на рис. 2 — его схематический разрез.

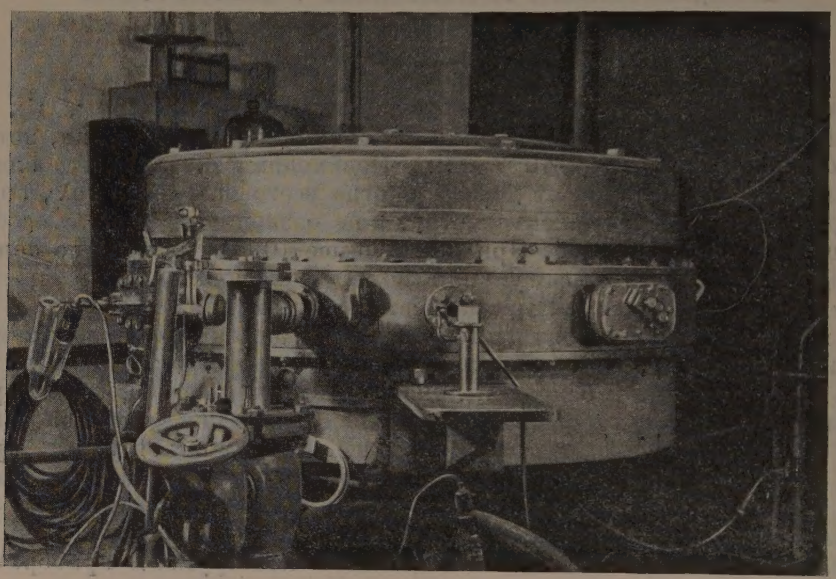


Рис. 1. Внешний вид α-спектрометра

Магнитопровод создается керном *1*, двумя крышками *2* и *3* и полюсными наконечниками *4* и *5*. По краям полюсов проложены профилированные кольца *6*, исправляющие конфигурацию поля в зазоре.

Радиус средней траектории α-частиц 50 см, ширина полюсных наконечников 80 мм (вместе с профилированными кольцами 110 мм), высота зазора в средней его части 30 мм.

Для работы используется средняя часть зазора, где меньше всего сказываются искажения от края полюсов. В зависимости от необходимого разрешения используемая ширина пучка лежит в пределах 40 ÷ 60 мм (ширина пучка ограничивается передвижными диафрагмами).

Сравнительно большой радиус спектрометра позволяет при работе с α-частицами Po^{210} (5,3 MeV) иметь поле в зазоре, равное всего 6700 Oe. Небольшая величина поля обеспечивает независимость конфигурации магнитного поля от его напряженности во всем диапазоне энергий α-частиц, испускаемых естественными радиоактивными веществами (длиннопробежные α-частицы никогда нами не исследовались). Большой радиус спектрометра предпочтителен еще и потому, что при неизменном разрешении ширина и, следовательно, активность источников пропорциональны радиусу. Резкое возрастание веса магнита с радиусом заставило нас ограничиться радиусом 50 см; при этом вес магнита составил 4,5 т.

Юстировка магнита требует смены профилированных колец и, следовательно, частичной разборки магнита. При этом необходимо, чтобы разборка и сборка магнита не приводили к изменению геометрии зазора. Этого мы достигли шлифовкой основных посадочных плоскостей и установкой

частей магнита друг относительно друга на конусных шпильках. Измерения при помощи плиток Иогансона показали, что с точностью до сотой доли миллиметра геометрия магнита при разборке и сборке не нарушается.

Катушка электромагнита *7* помещена вне вакуумной камеры. Она охлаждается водопроводной водой.

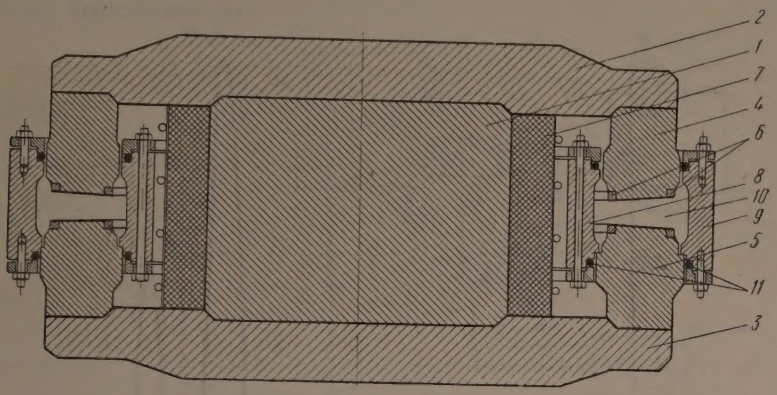


Рис. 2. Схематический разрез магнита: *1* — керн, *2* и *3* — крышки, *4* и *5* — полюсные наконечники, *6* — профилированные кольца, *7* — катушка, *8* и *9* — латунные цилиндры, *10* — вакуумная камера, *11* — резиновые уплотнения

На рис. 2 видно устройство вакуумной камеры *10*, созданной полюсными наконечниками *4* и *5* и двумя латунными цилиндрами *8* и *9*. Объем камеры составляет всего 12 л. Наружный цилиндр легко снимается, чем открывается удобный доступ в камеру. Это позволяет часто менять алюминиевую фольгу, прикрывающую полюса магнита. Смена фольги необходима, чтобы снизить фон прибора, вызванный загрязнением его полюсов радиоактивными веществами, вылетающими из источника.

Геометрия зазора

Форма полюсных наконечников и профилированных колец видна на рис. 2 и 3. Поверхности полюсов образуют два конуса с углами при вершине по 178°17′. Эта форма полюсов обеспечивает линейное спадание поля с увеличением радиуса (см. [2]). Укрепленные по краям полюсов профилированные кольца компенсируют влияние краев магнита и обеспечивают квадратичный член в формуле, определяющей зависимость поля от радиуса. Форма профилированных колец была найдена путем расчетов и модельных испытаний.

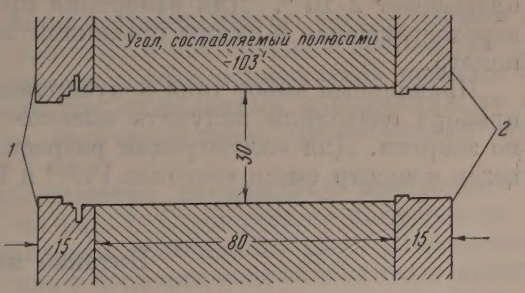


Рис. 3. Геометрия зазора: *1* — наружные профилированные кольца, *2* — внутренние профилированные кольца

Сначала на модели магнита было измерено магнитное поле при некоторой исходной форме профилированных колец. Затем была рассчитана функция Грина, определяющая изменение магнитного поля по зазору при наращивании профилированного кольца в том или другом месте и расчетным путем находилось необходимое изменение профиля колец. Затем вся процедура повторялась.

Всего было изготовлено четыре комплекта профилированных колец. Последний профиль был рассчитан по магнитным измерениям, произведенным на самом магните *.

Окончательные измерения магнитного поля производились при напряженности поля 6500 Oe вдоль пяти радиусов магнита с точностью $3 \cdot 10^{-3}$ %.

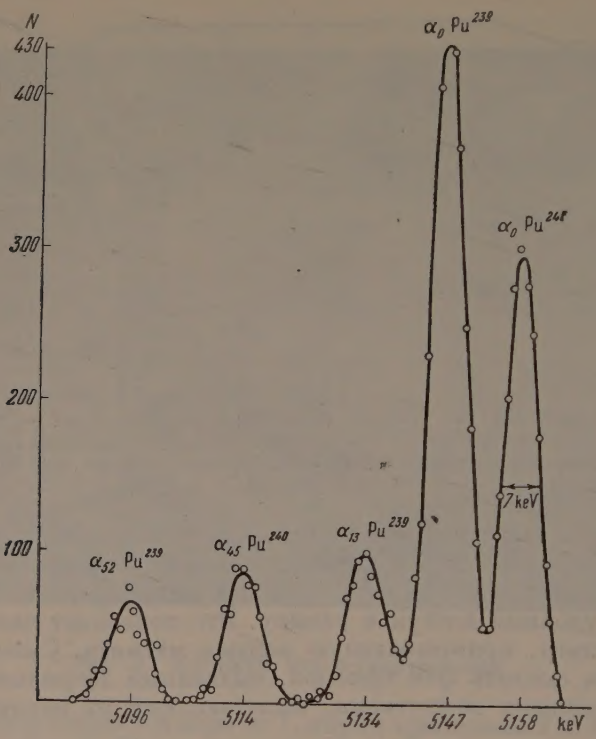


Рис. 4. α-Спектр смеси изотопов Pu^{239} и Pu^{240}

В области $r - r_0 \leqslant 30$ мм отступления магнитного поля от заданного не превышают $2 \cdot 10^{-4}$. Для измерения применялась «прыгающая» катушка, передвигавшаяся в зазоре прыжками по 4 мм, и баллистический гальванометр.

Правильный выбор типа фокусирующего поля и тщательная юстировка прибора позволили получить высокое разрешение, достигающее 0,14 % по энергии. Для иллюстрации разрешающей способности на рис. 4 приведен α-спектр смеси изотопов Pu^{239} и Pu^{240}.

Питание магнита

Блок-схема электрического питания, стабилизации и измерения тока изображена на рис.5. Обмотка электромагнита *3* питается амплидином *1* ЭМУ-50 с номинальным напряжением 220 V и номинальным током 20 A. Такой ток достаточен для фокусировки α-частиц с энергией 9 MeV. Регулирование тока достигается путем воздействия на управляющую обмотку амплидина; для этой цели служат два электронных стабилизатора: стабилизатор напряжения *9* и стабилизатор тока *8*. Последовательно с об-

* Все расчеты производили математики Ф. М. Филлер и А. С. Кронрод.

моткой электромагнита включено термостатированное нормальное сопротивление $R_4 = 0{,}3\ \Omega$.

Выделяющееся на нем напряжение подается на делитель *6* и сравнивается с э.д.с. нормального элемента. Разность подается на вход усилителя тока, обладающего хорошей стабильностью нуля (лучше, чем 10^{-4}), большим коэффициентом усиления и большой постоянной времени (около 2 мин). Этот усилитель обеспечивает надлежащую долговременную стабильность спектрометра.

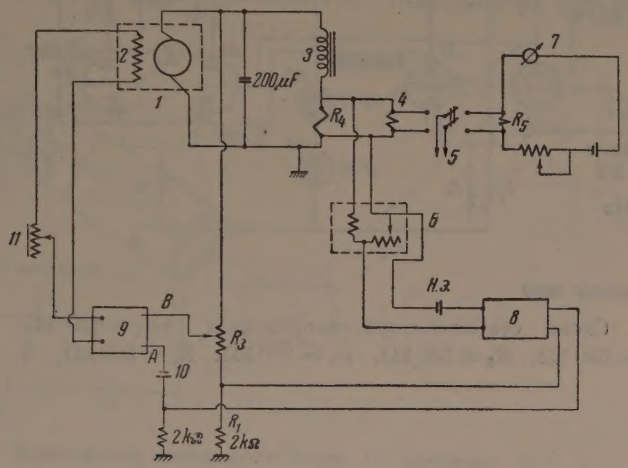


Рис. 5. Блок-схема электрического питания α-спектрометра: *1* — амплидин, *2* — обмотка возбуждения, *3* — обмотка электромагнита, *4* — делитель потенциометра, *5* — к потенциометру, *6* — делитель установки поля, *7* — измеритель магнитного поля, *8* — стабилизатор тока, *9* — стабилизатор напряжения, *10* — батарея сравнения, *11* — балансное сопротивление, *Н. э.* — нормальный элемент

Возбуждением амплидина непосредственно управляет стабилизатор напряжения *9*, имеющий два входа: на один из них подается напряжение с зажимов амплидина, а второй соединен со стабилизатором тока. Стабилизатор напряжения имеет небольшую постоянную времени (порядка 10^{-3} сек) и недостаточную долговременную стабильность. Роль его заключается главным образом в том, чтобы компенсировать быстрые изменения напряжения, вызываемые в основном нестабильностью сети. Большой коэффициент усиления стабилизатора тока и его большая постоянная времени приводят к тому, что в течение малых промежутков времени ток возбуждения амплидина определяется колебаниями напряжения на его зажимах, а в среднем — только величиной тока, протекающего через обмотку электромагнита.

Принципиальная схема стабилизатора напряжения изображена на рис. 6, а стабилизатора тока — на рис. 7. Стабилизатор напряжения является простым балансным усилителем постоянного тока. Стабилизатор тока представляет собой усилитель с большим коэффициентом усиления; поданное на его вход постоянное напряжение при помощи вибратора, работающего на частоте сети, превращается в переменное. Этот сигнал усиливается обычным усилителем низкой частоты и затем выпрямляется на фазовом детекторе. При длительных экспозициях ток магнита проверяется каждые 30—40 мин и в случае необходимости поправляется. Уход тока магнита за это время редко составляет 10^{-4} от номинального значения, а обычно бывает существенно меньше или вовсе отсутствует. Разность потенциалов на зажимах нормального сопротивления может измеряться потенциометром Диссельхорста.

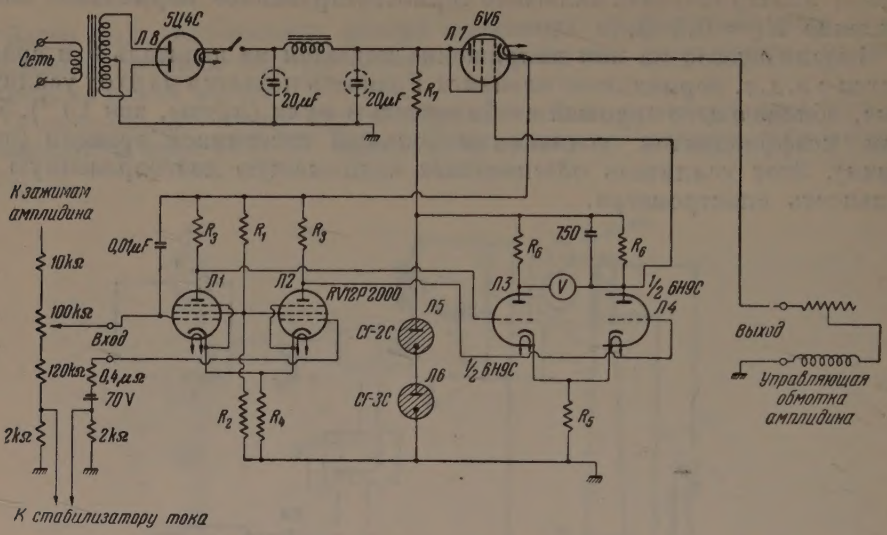


Рис. 6. Схема стабилизатора напряжения ($R_1 = 130$ kΩ, $R_2 = 80$ kΩ, $R_3 = 680$ kΩ, $R_4 = 330$ kΩ, $R_5 = 270$ kΩ, $R_6 = 500$ kΩ, $R_7 = 11$ kΩ)

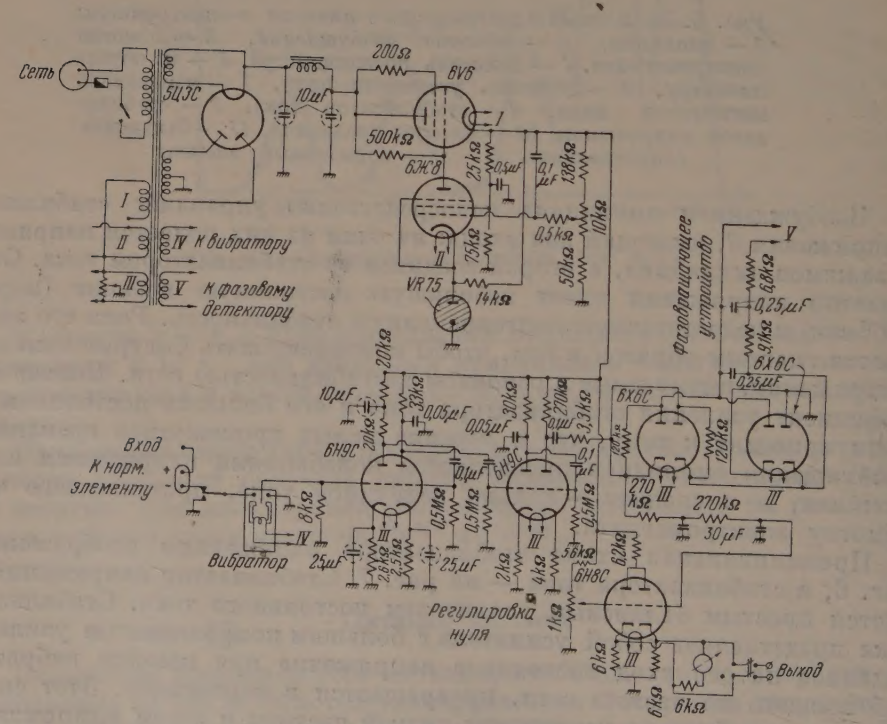


Рис. 7. Схема стабилизатора тока

Измеритель магнитного поля

Измерения тока магнита позволяют надежно определять стабильность магнитного поля, но не его величину. Для сравнения магнитных полей служит измеритель магнитного поля (рис. 8), предложенный Шпинелем. Измеритель состоит из легкой бескаркасной катушки *1* ϕ9 мм, помещенной в центр зазора магнита в нерабочей его части. Катушка подвешена на горизонтальных нитях *7* из фосфористой бронзы (ϕ 0,02 мм), раскатанных в ленту. Через катушку пропускается ток, измеряемый потенциометром

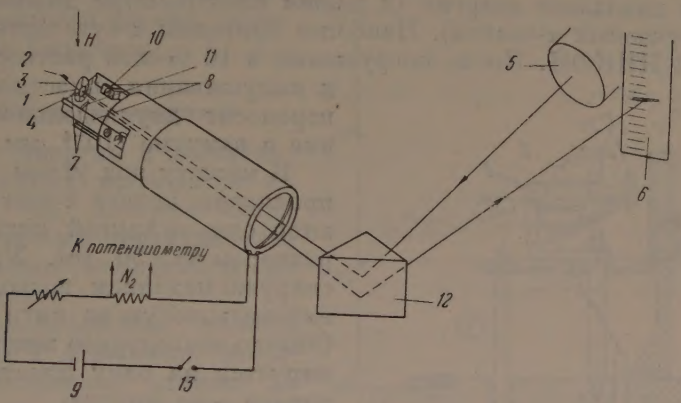


Рис. 8. Измеритель магнитного поля: *1*— катушка, *2* — грузик, *3* — кварцевый рычаг, *4* — зеркало, *5* — осветитель, *6* — шкала, *7* — нить, *8* — пружины, *9* — батарея 1,5 V, *10* — установочный винт, *11* — ограничитель поворота, *12* — призма, *13* — ключ

Диссельхорста. Возвращающий момент создается грузиком *2*, укрепленным на кварцевом рычаге *3*. К катушке приклеено зеркальце *4*. Угол поворота катушки определяется по отклонению зайчика.

Чувствительность и кратковременная стабильность измерителя позволяют сравнивать магнитные поля с точностью 10^{-4}. Долговременная стабильность его невелика ($2 \cdot 10^{-3}$). Во время экспозиции поле стабилизируется по току магнита.

Источники

В качестве источников в настоящее время в основном применяются α-активные вещества, нанесенные на стекло путем испарения в вакууме. Специальные проверки показали, что с точностью до 0,5 keV никакой зависимости стекла и смещения α-линий не происходит.

Приготовление источников производится следующим образом. Активное вещество в виде хлорида наносится на танталовую ленту, по которой пропускается переменный ток. На расстоянии 3—5 мм от ленты устанавливается стеклянный диск. На него ведется испарение вещества. Испарение производится в несколько приемов на разные стекла, что позволяет отделить исследуемое вещество от примесей.

Не вызывают уширения α-пиков только слои, не видные на стекле (несколько мкг $см^{-2}$). При необходимости можно получать и более толстые источники (100 мкг $см^{-2}$) без отлетания слоя. Полуширина пиков возрастает при этом до 50 keV.

Источники на воздухе портятся: увеличивается не только полуширина пиков, но и фон со стороны малых энергий. Чтобы сохранить качество источников, их следует хранить в вакууме.

Конструкция держателя источников изображена на рис. 9. Эффективным источником является щель прибора, перед которой может устанавливаться любой из двух, предварительно укрепленных на специальной оп-

равке, источников. Один из них, обычно полониевый (Po^{210}), служит репером при измерении энергии.

Управляемая извне заслонка прекращает экспозицию.

Регистраторы α-частиц

В настоящее время мы применяем в качестве регистраторов α-частиц фотографические пластинки, имеющие то преимущество перед счетчиками, что исследование спектра ведется не точка за точкой, а одновременно в большом диапазоне энергий (в нашем спектрометре диапазон 5 % от энергии изучаемых α-частиц). Наиболее пригодны α-чувствительные пластинки А-2 НИКФИ. После погружения в 10 %-ный раствор глицерина и высушивания пластинки хорошо переносят двухнедельное пребывание в вакууме (10^{-4} мм рт. ст.).

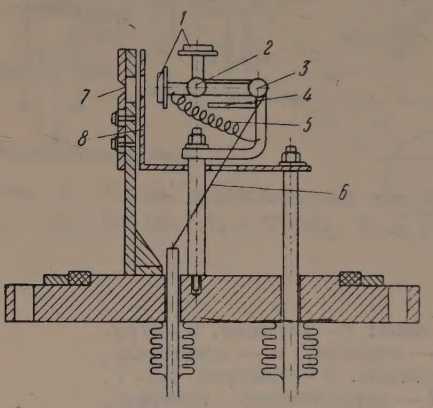


Рис. 9. Держатель источников: *1* — источники, *2* — поворачивающаяся подставка, *3* — блок, *4* — упор, *5* — пружина, *6* — нить, *7* — щель, *8* — заслонка

В кассету под углом 45° к направлению полета α-частиц вставляются одна за другой пять пластинок размером 45×50 мм. Управляемый снаружи механизм позволяет экспонировать любую из пяти пластинок. Обычно исследуемое вещество экспонируется на одну пластинку, а реперное —на другую.

Проявление ведется в амидоловом проявителе. После проявления пластинка устанавливается для обсчета на микроскоп МБИ-2. Просчет следов ведется при увеличении 400× в полосах шириной 0,2 мм. Благодаря тому что регистрируются только следы, имеющие правильный угол входа в эмульсию и заданные длину и толщину, фон оказывается небольшим.

Микроскоп МБИ-2 оборудован специальным моторчиком, передвигающим пластинку вдоль направления щели. В окуляре установлена нить. При пересечении следа α-частицы с нитью наблюдатель нажимает пружинный ключ; при этом посылается импульс на регистратор числа α-частиц, и передвижение пластинки прекращается. При освобождении ключа пластинка снова начинает двигаться. Как показал опыт, такое простое устройство резко сокращает число ошибок и существенно повышает скорость обработки пластинок. Обсчет пластинки под микроскопом занимает 15—20 час.

Калибровка фотопластинок

В зависимости от места попадания пика на фотопластинку его интенсивность и форма несколько изменяются.

Для обработки результатов нужно знать энергетическую цену миллиметра фотографической пластинки и зависимость формы и интенсивности пика от его координаты.

Для калибровки пик α-частиц полония путем изменения магнитного поля укладывался на разные места пластинки. Было обнаружено, что «светосила» прибора максимальна для середины пластинки и убывает к краям (приблизительно на 10 %).

Для энергии пиков, смещенных от середины пластинки, найдена эмпирическая формула:

$$E = E_{\text{сер}}\,[1 + (0{,}954 + 5{,}4 \cdot 10^{-4}\,x)\,10^{-3}\,x],$$

где E — энергия пика, $E_{сер}$ — энергия, соответствующая середине пластинки, x — расстояние середины пика от середины пластинки в мм.

Применение эмпирической формулы позволяет с высокой точностью определять энергию неизвестных α-линий по реперу. Для примера укажем, что энергия основной группы α-частиц Pu^{239}, определенная по трем измерениям, оказалась равной 5147,4 + 0,3 keV (ошибка, с которой известна энергия α-частиц репера, в результат не включена).

Обработка результатов

Расчет энергии и интенсивности α-линий проводится по графикам, на которых число следов в полосе откладывается как функция координаты на фотопластинке.

При исследовании слабых линий метод обработки оказывает существенное влияние на точность и достоверность результатов. Слабые линии часто содержат 10—20 следов на полосу (шириной 0,2 мм) при фоне 50—80 %. Статистические флюктуации делают обычные графики мало полезными.

Для облегчения обработки мы обычно производим усреднение результатов, откладывая против данной координаты не число следов в соответствующей полосе, а сумму чисел следов пяти или семи полос, расположенных рядом. При этом статистический разброс существенно уменьшается и пики проявляются более наглядно.

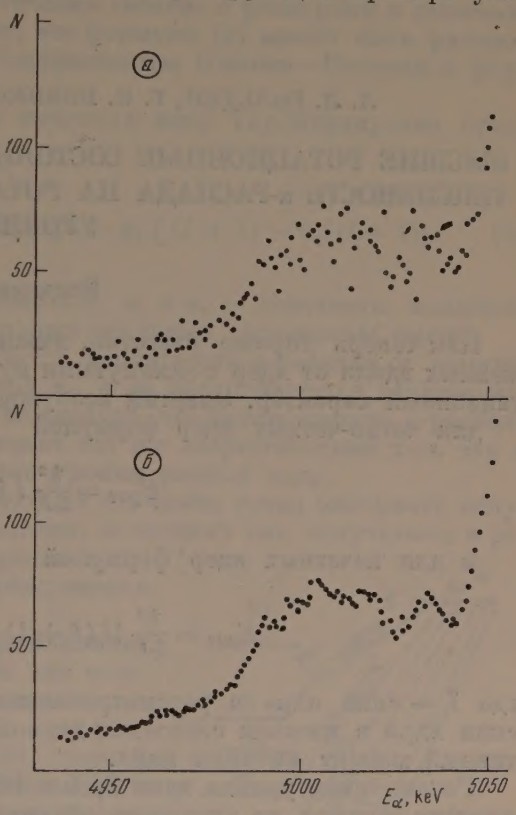


Рис. 10. α-Спектр Pu^{240} в области 5 MeV: *а*—до усреднения, *б* — после усреднения

Применение этого метода основано на следующих соображениях. Реальный смысл имеют неровности кривой, имеющие ту же ширину, что и основной пик. Таким образом, допустимо усреднение по числу полос, малому по сравнению с числом полос, укладывающимся на ширине пика (такое усреднение эквивалентно съемке пика α-частиц счетчиком с широкой щелью, передвигающейся каждый раз на 1/5 или на 1/7 своей ширины). При этом случайный выброс одной или нескольких точек после усреднения не приобретает характера пика. Поскольку это условие соблюдено, уменьшение статистического разброса путем усреднения оказывается безусловно полезным.

Для иллюстрации на рис. 10 приведен α-спектр Pu^{240} в области 5 MeV до и после усреднения.

В заключение авторы с благодарностью отмечают большую помощь, оказанную им при юстировке спектрометра И. И. Агапкиным.

Цитированная литература

1. Svartholm N., Siegbahn K., Ark. Mat., Astron. og Fys., 33A, 4, 21 (1947).
2. Гольдин Л., Диссертация, 1953.
3. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Сессия Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии, Заседания ОФМН, М.— Л., 1955.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. Л. ГОЛЬДИН, Г. И. НОВИКОВА и Е. Ф. ТРЕТЬЯКОВ

ВЫСШИЕ РОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР. ИНТЕНСИВНОСТЬ α-РАСПАДА НА РОТАЦИОННЫЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ УРОВНИ

Введение

Как теперь хорошо известно, нижние уровни тяжелых ядер, расположенных вдали от ядер с замкнутыми нуклонными оболочками, имеют ротационный характер. Энергия возбуждения таких уровней описывается:

для четно-четных ядер формулой

$$E_{\text{рот}} = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \tag{1}$$

и для нечетных ядер формулой

$$E_{\text{рот}} = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - I_0(I_0+1)], \tag{2}$$

где I — спин ядра в рассматриваемом возбужденном состоянии, I_0 — спин ядра в нижнем состоянии данной ротационной полосы, J — эффективный момент инерции ядра.

Ротационные уровни ясно проявляются при α-распаде. До последнего времени, однако, не удавалось обнаружить более трех уровней, принадлежащих к одной ротационной полосе. Только в 1955 г. у ядра Am^{241} было обнаружено пять α-линий, которые связаны с переходами на уровни, принадлежащие к одной ротационной полосе [1].

Представляет интерес выяснить, при сколь больших энергиях возбуждения обнаруживаются у ядер линии ротационной природы.

В течение последнего времени делаются попытки рассчитать интенсивность α-распада на ротационные уровни. Бор, Фреман и Моттельсон [2] предложили формулу расчета интенсивности α-распада для α-линий нечетных элементов:

$$P = P_0(Z, E) \sum_{l=I-I_0}^{I+I_0} C_l \left| C^{I_0 I_0}_{II_0 l0} \right|^2, \tag{3а}$$

$$\lg P_0(Z, E) = C(Z) - \frac{D(Z)}{\sqrt{E}}, \tag{3б}$$

где P — вероятность α-распада на данный уровень, l — момент, уносимый α-частицей, $C^{I_0 I_0}_{II_0 l0}$ — коэффициенты Клебша — Гордона. Формула (3б) учитывает зависимость вероятности α-распада от энергии, C и D — слабо зависящие от Z параметры, табулированные в [2]. Величины C_l характеризуют вероятность испускания α-частиц с моментом l. Они должны вычисляться из данных по α-распаду соседних четно-четных ядер.

Ландау [3] показал, что для сильно вытянутых ядер, у которых практически все α-частицы испускаются только в узкой области около большой полуоси, можно предложить простую формулу для выражения интенсив-

ности α-распада на ротационные уровни. Для четно-четных ядер эта формула имеет вид

$$P = C(2I+1)\exp\{-\alpha I(I+1)\}. \quad (4)$$

Здесь C — нормировочный множитель, α — определяемая из опыта константа, которая может быть теоретически связана с размерами и степенью вытянутости ядра. Ландау считает, что формула (4) может быть распространена и на нечетные ядра. Коэффициенты Клебша—Гордона в формулу не входят.

Для интенсивности α-распада нечетных ядер Тер-Мартиросян предлагает другую формулу:

$$P = C\sum_{l=I-I_0}^{I+I_0} |C^{I_0 I_0}_{II_0 l0}|^2 (2l+1)\exp\{-\alpha_1 I(I+1) - \alpha_2 l(l+1)\}. \quad (5)$$

Здесь C — нормировочный множитель, α_1 и α_2 — константы, подлежащие определению из опыта; остальные величины определены выше*.

В (5), в отличие от (3), зависимость вероятности α-распада от энергии описывается при помощи параметра α_1, а не предполагается заранее известной. В самом деле, ниоткуда не следует, что интенсивность α-распада на уровни ротационной полосы имеет тот же энергетический ход, что и интенсивность распада на основные уровни разных ядер.

Формулы (4) — (5) не претендуют на то, чтобы точно описывать испускание α-частиц с большими моментами, поскольку они получаются в результате приближенного рассмотрения и содержат только первые члены разложения по I и l.

Из сказанного ясно, что представляет значительный интерес исследовать как можно больше уровней, принадлежащих к одной ротационной полосе.

Нами проведено исследование тонкой структуры α-спектров Am^{241}, Pu^{240} и U^{233} и сравнение полученных результатов с теорией.

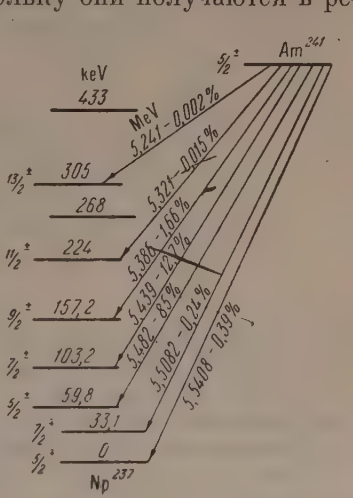


Рис. 1. Схема α-распада Am^{241} и уровней Np^{237}

Экспериментальная часть

Исследование α-спектров Am^{241}, Pu^{240} и U^{233} производилось нами при помощи прецизионного магнитного α-спектрометра [1, 4] с разрешением 7,5 keV и светосилой $2\cdot10^{-4}$ от 4π.

В α-спектре Am^{241} мы определили энергии и интенсивности для семи линий. Всем уровням Np^{237}, проявляющимся при α-распаде Am^{241}, приписаны определенные значения спинов и четности. Результаты исследования α-спектра Am^{241} опубликованы в [1]. Схема α-распада Am^{241} и схема уровней Np^{237} изображена на рис. 1.

Спектр Pu^{240} изучался с источником, содержащим 17 % Pu^{240} и 79% Pu^{239}. Для того чтобы уменьшить статистические ошибки в достаточной для обнаружения слабых возбужденных уровней степени, источник был сделан толстым (~50 мкг см$^{-2}$). Спектр изучался в течение 100 час при расширенных щели и диафрагме спектрометра. Участок спектра в области 5 MeV изображен на рис. 2. Ясно видна группа α-частиц с энергией 5,004 MeV и интенсивностью (0,085±0,015) %, соответствующая переходу

* Более подробно эти вопросы изложены в [5].

на второй возбужденный уровень U^{236}. Этот уровень впервые был обнаружен Азаро и Перльманом [6], но интенсивность перехода приведена ими лишь ориентировочно, без указания возможной ошибки.

α-Распад Pu^{240} на 1-й возбужденный уровень хорошо известен из литературы [7, 1]. На рис. 3 изображена схема α-распада Pu^{240} и схема уровней U^{236}. Одинаковая четность уровней, последовательность спинов и от-

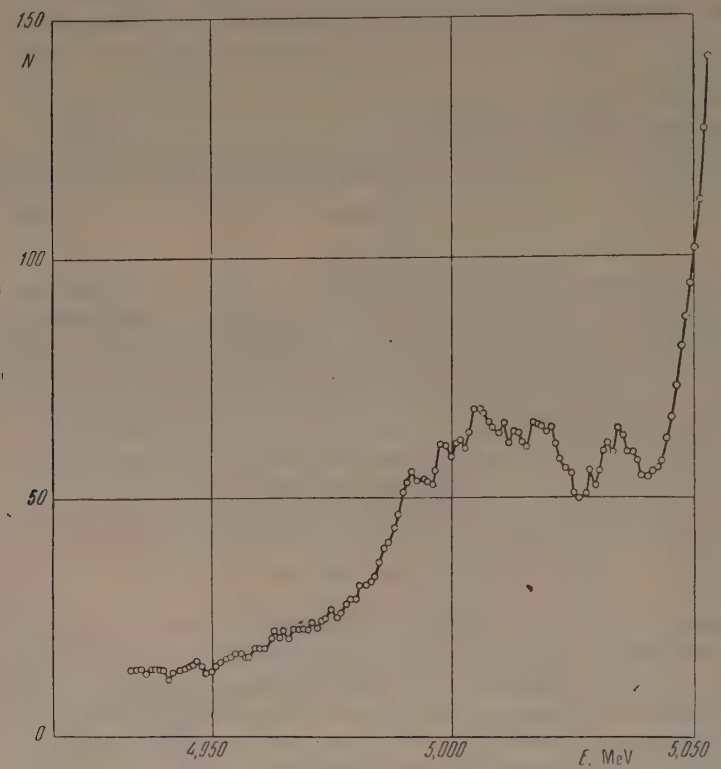


Рис. 2. α-Спектр Pu^{240} в области 5 MeV (N — усредненное число отсчетов)

ношение энергий возбужденных уровней в точности следуют правилам ротационных переходов для четно-четных ядер.

Уровень 6^+ не мог быть обнаружен нами, так как энергия соответствующей α-линии совпадает с энергией основной группы α-частиц Pu^{241}, содержавшегося в заметном количестве в нашем источнике *.

Главные линии α-спектра U^{233} хорошо известны. В [1], кроме интенсивных α-линий с энергией 4,8157 MeV (83,5 %), 4,7732 MeV (14,9 %), 4,7174 MeV (1,6 %), отмечена еще слабая линия 4,489 MeV (0,03 %). В настоящей работе тщательно исследовалась область между линиями 4,7174 и 4,489 MeV. Опыты производились при помощи источника, полученного путем электролитического осаждения урана на платину из спиртового раствора уранилнитрата. Как и в опытах с Pu^{240}, мы вынуждены были работать с толстым источником и сильно расширить входную щель прибора (до 4 мм). Было произведено несколько экспозиций, каждая из которых продолжалась около двух недель.

Один из полученных нами спектров изображен на рис. 4. На нем видны α-линии, связанные с переходами на уровни с энергией 164 keV (0,07±±0,04 %) и 237 keV (0,04±0,02 %).

Объединив последние результаты с результатами, полученными нами ранее [1], мы получим схему распада, изображенную на рис. 5. Спин

* См. Примечание при корректуре в конце статьи.

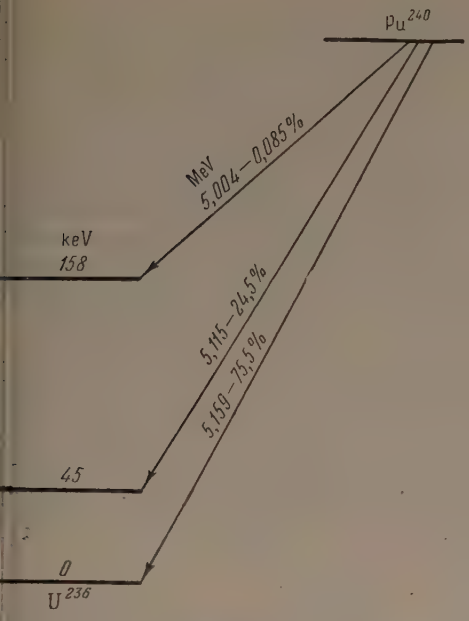


Рис. 3. Схема α-распада Pu^{240} и уровней U^{236}

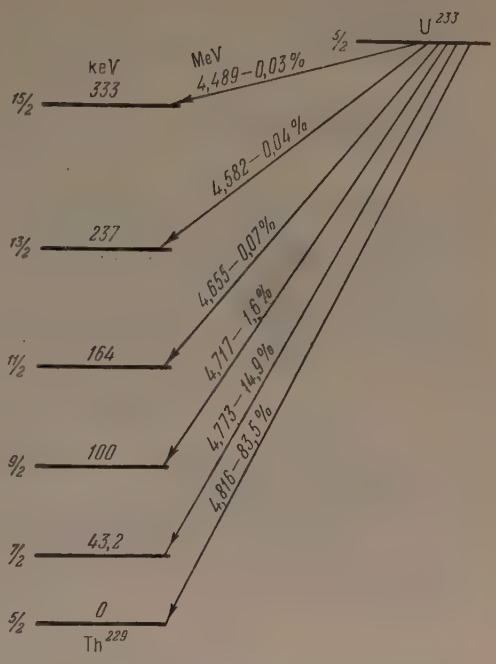


Рис. 5. Схема α-распада U^{233} и уровней Th^{229}

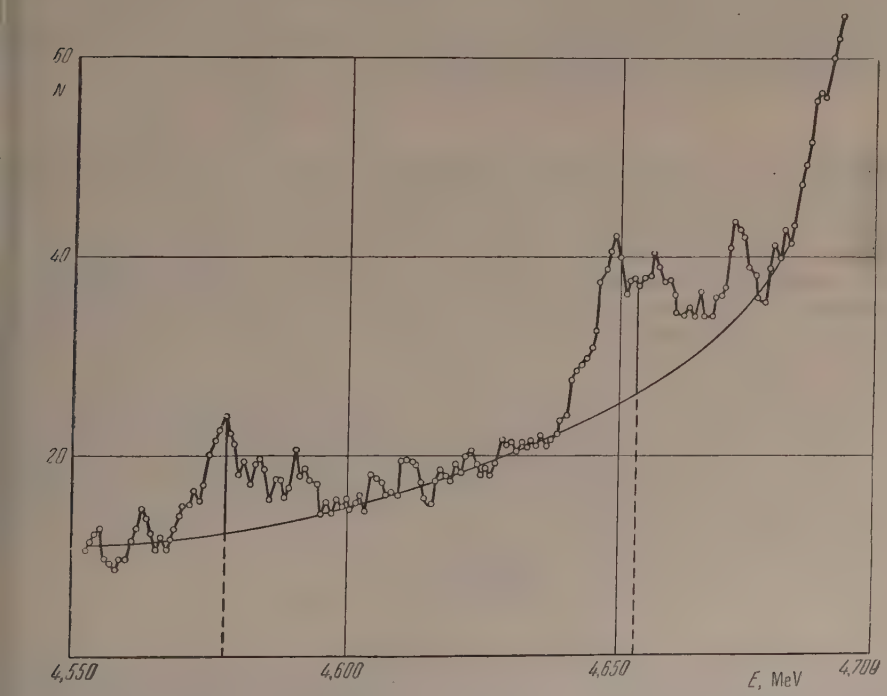


Рис. 4. α-Спектр U^{233} в области ~4,6 MeV (N — усредненное число отсчетов)

основного состояния Th^{229} равен 5/2. Энергии уровней хорошо соответствуют формуле (1):

теоретическое отношение энергий равно

$$1 : 2{,}28 : 3{,}86 : 5{,}72 : 7{,}85;$$

на опыте найдено

$$1 : 2{,}3 : 3{,}8 : 5{,}5 : 7{,}7.$$

Таким образом, ротационная природа уровней не вызывает сомнений; возбужденным состояниям следует приписать одинаковую четность и монотонно возрастающие спины 5/2, 7/2, 9/2, 11/2, 13/2 и 15/2. Переход с основного состояния U^{233} (спин 5/2) на уровень 15/2 связан с α-частицами, уносящими момент $l \geqslant 6$. До сих пор в литературе не описано случаев, когда наблюдалась бы такая развитая система ротационных уровней.

Обсуждение результатов

Представляет интерес сравнение интенсивностей α-линий четно-четных ядер с формулой (4).

Мы провели такое сравнение для Pu^{240}, так как интенсивности α-линий в спектре этого ядра измерены нами с хорошей точностью. Выбирая в (4) значение $\alpha = 0{,}46$, найдем, что интенсивности α-линий должны относиться, как

$$1 : 5 \cdot e^{-6 \cdot 0{,}46} : 9 \cdot e^{-20 \cdot 0{,}46} = 1 : 0{,}32 : 0{,}9 \cdot 10^{-3},$$

тогда как опыт дает отношение $1 : 0{,}32 : 1{,}1 \cdot 10^{-3}$. Учитывая приближенный характер теории, такое совпадение расчетов с экспериментом следует признать неожиданным.

При сравнении формулы (4) с опытом нужно иметь в виду, что даже расхождение в интенсивности α-линии, приводящей к распаду на уровень 4^+, в 2—3 раза не следует считать серьезным разногласием с теорией.

Перейдем к α-распаду Am^{241} (рис. 1).

Развитая ротационная полоса начинается с уровня 59,8 keV. Интенсивности последовательных α-линий относятся, как

$$1 : 0{,}15 : 1{,}9 \cdot 10^{-2} : 1{,}8 \cdot 10^{-4} : 2{,}5 \cdot 10^{-5}.$$

α-Распад на основной уровень ротационной полосы хорошо описывается формулой (3б), т. е., согласно терминологии Бора, Фремана и Моттельсона [2], является облегченным. При таких переходах спин и четность состояний не меняются [2]. Поскольку спин основного состояния ротационной полосы равен 5/2 [8], в переходах всегда участвуют α-частицы, уносящие три разных четных момента: 0,2 и 4 для первого уровня (59,8 keV), моменты 2,4 и 6 для 2-го и 3-го уровней, моменты 4,6 и 8 для 4-го и 5-го уровней.

Проведем сравнение с формулами (3). Коэффициенты C_l следует брать из α-распада четно-четных ядер. Для C_2 в [2] рекомендуется значение 0,7, а для C_4 в случае Am^{241} — значение 0,01. Величины C_6 и C_8 не известны; положим их равными нулю, что не должно приводить к большим ошибкам, поскольку вклад высших моментов невелик.

При указанных предположениях формулы (3) для интенсивностей последовательных α-линий дают значения:

$$1 : 0{,}11 : 1{,}6 \cdot 10^{-2} : 1{,}5 \cdot 10^{-4} : 1{,}3 \cdot 10^{-5},$$

что хорошо согласуется с экспериментом.

Еще лучшее согласие с опытом может быть достигнуто при помощи формулы (5): приняв $\alpha_1 = 0{,}050$ и $\alpha_2 = 0{,}364$, найдем для интенсивности α-линий значения:

$$1 : 0{,}12 : 2{,}1 \cdot 10^{-2} : 2{,}1 \cdot 10^{-4} : 2{,}9 \cdot 10^{-5}.$$

Расчет по формуле (4) дает

$$1 : 0{,}15 : 1{,}2 \cdot 10^{-2} : 4{,}4 \cdot 10^{-4} : 0{,}9 \cdot 10^{-5}.$$

В этом случае имеется несколько худшее согласие с опытом, которое искупается простотой формулы, содержащей всего один параметр, подлежащий определению из опыта.

Подводя итоги сказанному, следует признать, что интенсивность α-линий, испускаемых Am^{241}, имеет закономерный характер и хорошо описывается несколькими формулами. Опыт не дает возможности произвести выбор между ними. Такое согласие, однако, наблюдается не всегда.

Рассмотрим два нижних уровня Np^{237} (рис. 1): 1-й возбужденный уровень с энергией 33,1 keV принято рассматривать как ротационный сателлит основного уровня [9]; оба эти уровня имеют четность, противоположную четности основного состояния Am^{241}. Поэтому в α-распаде участвуют только α-частицы с нечетными моментами. Как в переходе на основной уровень, так и в переходе на уровень 33,1 keV основную роль должны играть α-частицы, уносящие момент $l = 1$. Оставим в формулах (3) и (5) только один член суммы, соответствующий $l = 1$; тогда интенсивности распада на эти уровни должны удовлетворять соотношению

$$\frac{P_{33{,}1}}{P_0} < \frac{\left| C^{5/2\ 5/2}_{7/2\ 5/2,\ 10} \right|^2}{\left| C^{5/2\ 5/2}_{5/2\ 5/2,\ 10} \right|^2} = 0{,}3.$$

Опыт дает для этого отношения значение 0,61.

Таким образом, имеется существенное разногласие с формулами (3) и (5). Формула (4), не содержащая коэффициентов Клебша—Гордона, не противоречит наблюденным интенсивностям. Для того чтобы сделать более определенные выводы, необходимо, однако, более убедительно показать, что уровень 33,1 keV действительно является ротационным сателлитом основного.

Перейдем к U^{233}.

Интенсивности последовательных линий α-спектра относятся, как

$$1 : 0{,}18 : 1{,}9 \cdot 10^{-2} : 8 \cdot 10^{-4} : 5 \cdot 10^{-4} : 3{,}5 \cdot 10^{-4}.$$

Быстрое и закономерное изменение интенсивности первых четырех линий сменяется затем очень слабым изменением. Нетрудно описать интенсивности первых линий при помощи любой из предложенных теоретических формул. В этом можно убедиться, сравнивая интенсивности α-линий U^{233} и Am^{241}. В то же время ни одна из формул не может описать «выхода на плато», характерного для последних линий. Быть может, это связано с тем, что отступления от теоретических формул, которые, как уже говорилось, обязательно должны наблюдаться для высоко расположенных уровней, в случае U^{233} почему-то особенно резко выражены.

Заключение

В настоящее время накапливается экспериментальный материал, позволяющий поставить вопрос о теоретическом описании интенсивности α-линий, принадлежащих к одной ротационной полосе. Не менее важно найти связь между определяемыми из опыта константами, входящими в формулы, и геометрическими параметрами ядра.

Тщательное изучение α-спектров Pu^{240}, Am^{241} и U^{233} позволило прове-

сти первое сравнение имеющихся теоретических формул с экспериментом. Формула (4), предложенная Л. Д. Ландау, позволяет, по крайней мере, для четно-четных ядер, хорошо описывать интенсивность α-распада на разные уровни. Для нечетных ядер картина пока остается неясной.

Авторы выражают благодарность Л. Д. Ландау и К. А. Тер-Мартиросяну, принимавшим участие в обсуждении работы, а также И. И. Агапкину, Г. И. Гришуку и Л. Н. Кондратьеву за помощь при проведении экспериментов.

Цитированная литература

1. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Сессия Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания ОФМН, стр. 226.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1955.
2. Bohr A., Fröman P., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., **29**, 10 (1955).
3. Ландау Л. Д., Доклад на VI Совещании по ядерной спектроскопии в Москве. Январь, 1956.
4. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., см. настоящий номер журнала, стр. 859.
5. Гольдин Л. Л., Пекер Л. К., Новикова Г. И., УФН, **59**, 459 (1956).
6. Perlman I., Asaro F., Ann. Rev. Nucl. Sci., **4**, 157 (1954).
7. Asaro F., Perlman I., Phys. Rev., **88**, 828 (1953).
8. Asaro F., Perlman I., Phys. Rev., **93**, 1423 (1954).
9. Jaffe H., Passel T. O., Browne C., Perlman I., Phys. Rev., **97**, 142 (1955).

Примечание при корректуре

Уровень 6^+ для Pu^{240} был обнаружен Л. Н. Кондратьевым, Г. И. Новиковой, Ю. П. Соболевым и Л. Л. Гольдиным с источником, содержавшим 88% Pu^{240}, после того как настоящая работа была доложена на VI Совещании по ядерной спектроскопии (статья будет опубликована в ЖЭТФ, **31**, *11*, 1956 г.).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. Н. КОНДРАТЬЕВ, Г. И. НОВИКОВА, А. М. ВОРОБЬЕВ и Л. Л. ГОЛЬДИН

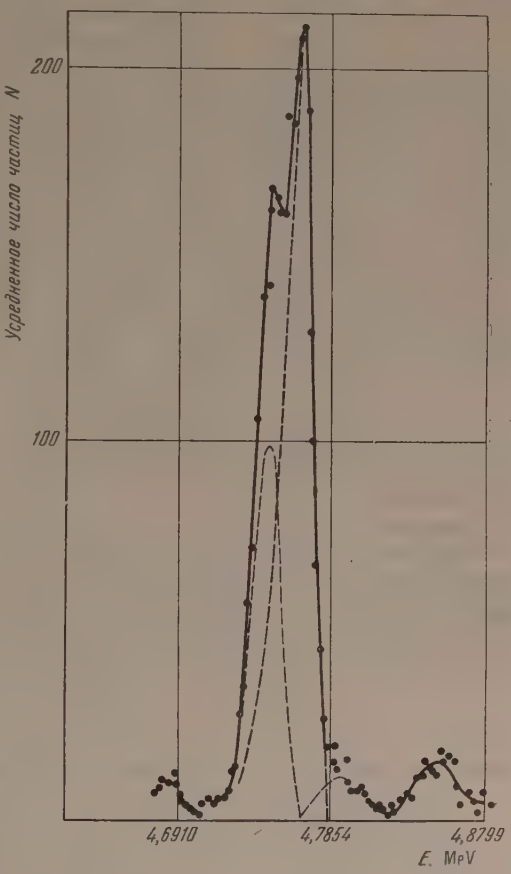
К α-РАСПАДУ Np^{237}

α-Спектр Np^{237} (период α-распада $2{,}2 \cdot 10^6$ лет) до последнего времени тавался совершенно неизученным. Это объясняется большим временем изни изотопа и трудностью его получения.

Np^{237} является дочерним ядром α-активного Am^{241}, α-спектр которого рошо изучен [1] и указывает на развитую систему ротационных уров- й Np^{237}, начинающихся с воз- жденного уровня с энергией keV. Переходы на основной первый возбужденный уро- нь Np^{237} (33 keV) осуществ- ются слабыми группами α- стиц с интенсивностями, со- ветственно, 0,39 и 0,24 %, в время как переход на глав- й уровень ротационной по- сы имеет интенсивность 85 %. В литературе было отмечено , что α-распад Np^{237} сопро- ждается сильным γ-излучени- с энергией 87 keV, и было сказано предположение, что, к и у Am^{241}, наиболее интен- вный α-распад у Np^{237} проис- дит не на основной, а на воз- жденный уровень дочернего ра. В связи с этим представ- ло интерес изучить α-спектр ^{237} и сравнить его со спек- ом Am^{241}.

Большое время жизни Np^{237} ставило нас настойчиво до- ваться отсутствия примесей источнике.

Нептуний отделялся от утония путем возгонки те- ахлорида. Дополнительная истка от других примесей про- дилась путем двукратного ислительно-восстановительного цикла. В качестве окислителя при- нялся бромат калия [3]. Содержание Pu^{239} в образце составляло 1,8 % активности, или 0,02% по весу. Содержание других примесей в сумме превышало 0,01 %. Хлорид нептуния, полученный при растворении роксида нептуния в соляной кислоте, испарялся в вакууме с танталовой ти на стеклянную подкладку. Было произведено несколько экспозиций, ждая из которых продолжалась около недели. Один из полученных ми α-спектров Np^{237} в области 4,8 MeV изображен на рисунке. Изме- ия производились на магнитном α-спектрометре Академии наук СССР.



α-Спектр Np^{237} в области 4,8 MeV

Энергия главного (54 %) пика, определенная по Po^{210}, оказалась равной 4,781±0,002 MeV. Энергия α-частиц Po^{210} была принята равной 5,2984 MeV.

Результаты изучения α-спектра Np^{237} приведены в таблице.

Линия	Разность энергий α-линий, keV	Энергия уровней, keV	Интенсивность, %
α_0	—	0	2,5 ± 0,5
α_{64}	62,7	63,7 ± 5	3,4 ± 1
α_{86}	84,6	86,0 ± 2	54 ± 4
α_{105}	103,8	105,5 ± 3	29,5 ± 4
α_{166}	163,7	166,5 ± 3	2,3 ± 1
Группа линий	221	225 ± 10	8,3 ± 1

Группа α-линий в области 4,643 MeV не разрешена.

Сравним α-спектры Np^{237} и Am^{241}. Они имеют то общее, что главны по интенсивности группы α-частиц соответствуют переходам на 2-й во бужденный уровень. Переходы на основной и 1-й возбужденный уровн в α-спектре Np^{237} на порядок более интенсивны, чем в α-спектре Am^{24} В то время как при α-распаде Am^{241} наиболее интенсивный переход пр исходит на главный уровень широкой ротационной полосы, в спектр Np^{237} нет никаких указаний на ротационную природу возбужденных уро ней. Для такого тяжелого ядра, как Np^{237}, это является неожиданным.

После того как наша работа была в основном закончена, в Бюллетен Американского физического общества появилось краткое сообщени [4] об α-спектре Np^{237}, измеренном, повидимому, при помощи ионизац онной камеры. В [4] отмечено наличие девяти линий в α-спектре Np^{23} 4,872 MeV (3,1 %), 4,816 MeV (3,5 %), 4,787 MeV (53 %), 4,767 Me (29 %), 4,713 MeV (1,7 %), 4,674 MeV (3,3 %), 4,644 MeV (6,0 % 4,589 MeV (0,5 %), 4,52 MeV(0,02 %). Никаких подробностей о рабо не приводится.

Последняя из указанных в [4] линий у нас не могла быть замечена и за крайней ее слабости. Три линии (4,674, 4,644 и 4,589 MeV) соответс вуют не разрешенному нами пику со средней энергией 4,643 MeV. Пар метры остальных пиков хорошо соответствуют нашим измерениям.

В заключение мы с благодарностью отмечаем помощь в работе, оказа ную нам Е. Ф. Третьяковым, И. И. Агапкиным и Г. И. Гришуком.

Цитированная литература

1. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Сессия Ак демии наук СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседан ОФМН.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1955.
2. Engelkemeir D., Magnusson L., Phys. Rev., 94, 1395 (1954).
3. Швецов И., Воробьев А., Доклады советской делегации на Международ ной конференции по мирному использованию атомной энергии. Исследован в области геологии, химии и металлургии.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1955.
4. Magnusson L., Engelkemeir D., Freedman M., Porter Wagner F., Bull. Am. Phys. Soc., 30, 7, 10 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Э. М. КРИСЮК, А. Д. ВИТМАН, В. Д. ВОРОБЬЕВ, Г. Д. ЛАТЫШЕВ
и А. Г. СЕРГЕЕВ

СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ АКТИВНОГО ОСАДКА RaTh I (ОБЛАСТЬ $H\rho = 2600 \div 10300$ Gs · см)

Эта работа была предпринята для уточнения энергий и интенсивностей конверсионных линий активного осадка радиотория.

Введение

В настоящее время имеется ряд работ [1—6], в которых с хорошей точностью определялось абсолютное значение энергии для некоторых наиболее интенсивных конверсионных линий этого спектра (в последних работах [3—5] относительная ошибка составляла величину порядка 10^{-4}). Эти линии, а именно *A*-, *B*-, *F*-, *I*-, *L*-, *X*-линии (по номенклатуре Эллиса [7]), приняты в β-спектроскопии в качестве реперных и используются для градуировки спектрометров по энергии. Точность же, с которой известно положение остальных линий конверсионного спектра (а их известно в настоящее время около 100), значительно ниже. Нам представлялось существенным добиться значительного повышения точности измерения энергии всех линий конверсионного спектра, так как это позволило бы определить положение возбужденных уровней ядер с максимально возможной в настоящее время точностью (порядка 10^{-4}).

Существенную роль играет также знание числа конверсионных электронов, приходящихся на акт распада, поэтому при выполнении работы уделялось большое внимание более точному определению относительных интенсивностей конверсионных линий.

Исследования проводились на магнитном спектрометре с улучшенной фокусировкой [8] при разрешающей способности прибора 0,25 %; угол захвата спектрометра в фокальной плоскости равен 40°; высота диафрагм 16 мм; щели перед источником и первым счетчиком Гейгера—Мюллера имели размеры 0,3 × 16 мм. Магнитное поле измерялось методом магнитного резонанса протонов [9]. Регистрация электронов производилась двумя самогасящими счетчиками Гейгера—Мюллера, включенными в схему совпадений. Результаты измерений даны в виде таблицы. На рис. 1—10 представлена одна из пяти серий измерений конверсионных линий*.

Чувствительность метода

Исследования спектра электронов внутренней конверсии активного осадка RaTh проводились ранее Эллисом [7, 11] и Сурюгом [12, 13] на спектрометре с однородным магнитным полем и регистрацией электронов на фотопластинку. Фламмерсфельд [14], а также Мартин и Ричардсон [17] исследовали этот спектр, регистрируя электроны при помощи счетчиков Гейгера—Мюллера.

Особенностью фотографической регистрации является высокая чувствительность метода. Эллис обнаруживал конверсионные линии с интенсивностью $7 \cdot 10^{-5}$ по отношению к самой сильной линии спектра (*F*-линии). У Сурюга эта величина составила $5 \cdot 10^{-4}$. Недостатком метода регистрации

* См. также рис. 3 в [10].

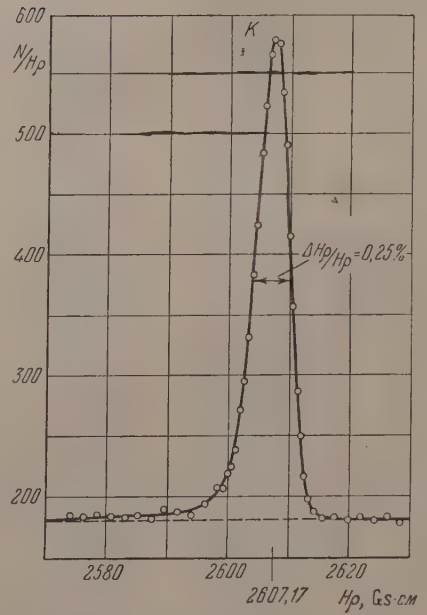


Рис. 1. *L*-линия (форма этой линии принята в качестве стандартной)

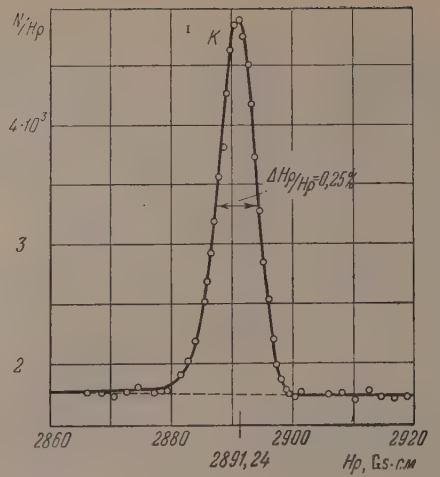
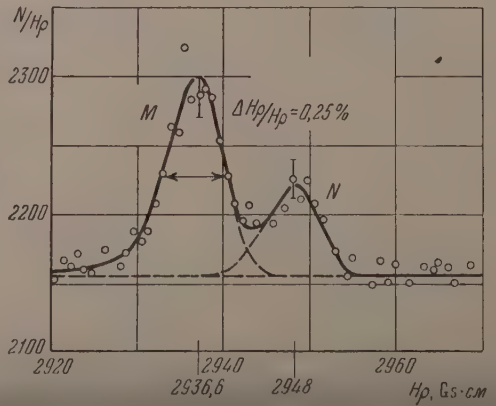


Рис. 2. *M*-линия (линия сложная, но в пределах точности опыта существенного уширения линии не было замечено)



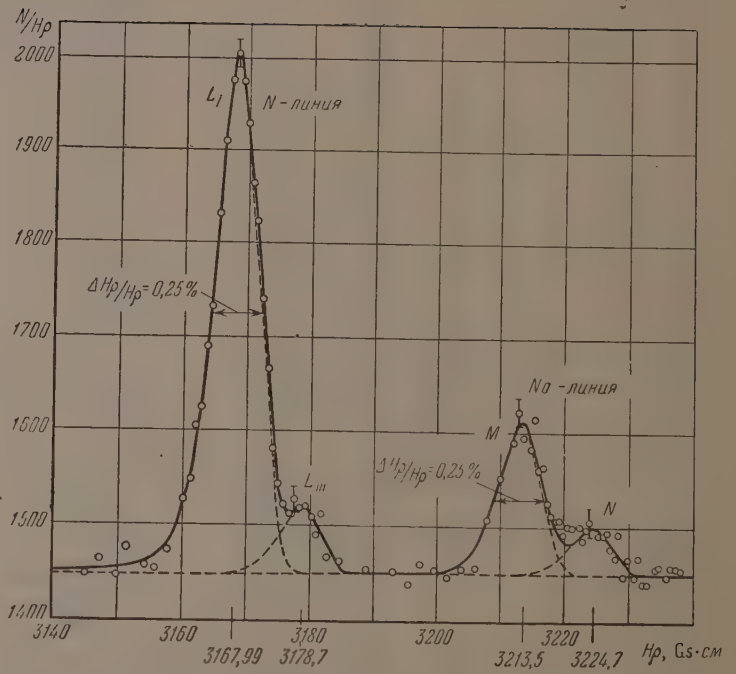


Рис. 4. *N*- и *Na*-линии (обе линии разделились на две)

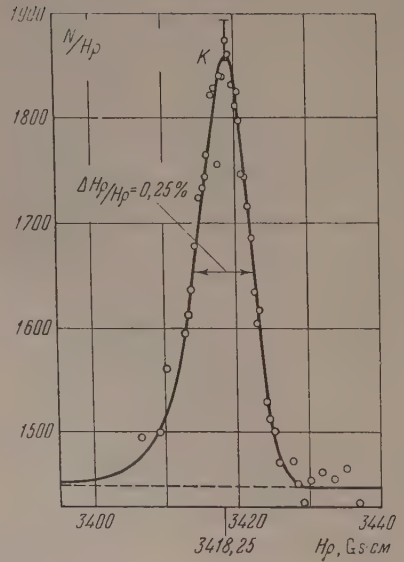


Рис. 5. *O*-линия

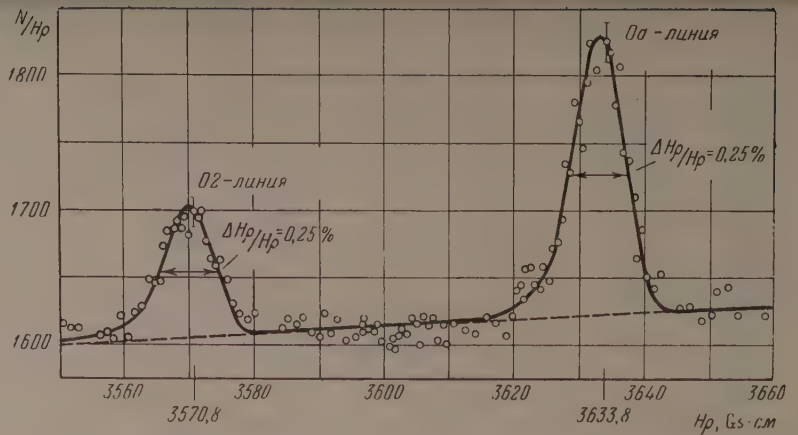


Рис. 6. *O*2- и *Oa*-линии (линия *O*3, лежащая между этими линиями, в настоящей работе не выявлена)

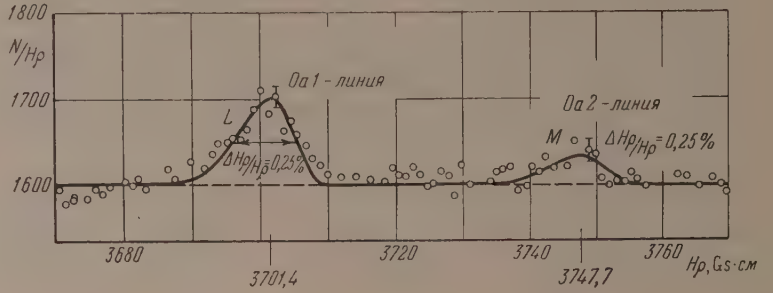


Рис. 7. *Oa*1- и *Oa*2-линии (линия *Oa*2 лежит на пределе чувствительности данного прибора; на *Oa*1-линии точки отходят от заднего фронта стандартной формы линии, повидимому, за счет влияния линии L_{III})

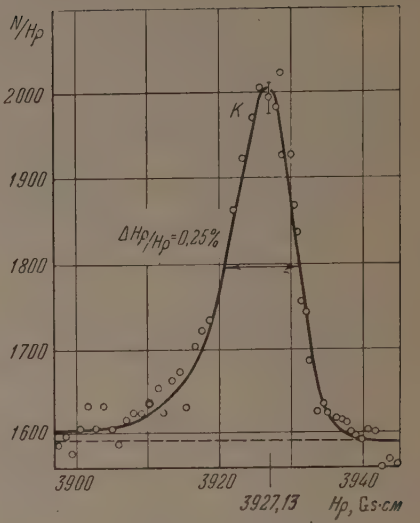


Рис. 8. *P*-линия

Конверсионный спектр активного осадка радиотория

(Область $H\rho = 2600 \div 10300$ Gs·см)

Название по Эллису	Наши данные								Эллис		Сурюг		Фламмерсфельд		Мартин и Ричардсон	
	$H\rho$	E, keV	Переход	Z	Уровень	E_γ, keV	I	$P\cdot\alpha\cdot10^2$	$H\rho$	I	$H\rho$	I	I	$P\cdot\alpha\cdot10^2$	I	$P\alpha\cdot10^2$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
L	2607,17	422,84	$C''D$	82	*K*	510,84	1,000	0,612	2603,1	1,00	2607	1,0	1,00	0,76	1,000	0,688
M	2891,24	495,20	$C''D$	82	*L*	511	0,888	0,544	2886,6	1,00	2891	1,0	0,78	0,59	0,897	0,617
			$C''D$	82	*K*	583										
Ma	2936,6	506,94	$C''D$	82	*M*	510,79	0,043	0,026	2934,6	0,03	2938	<0,07	—	—	—	—
	2948,0	509,9	$C''D$	82	*N*	511	0,016	0,010	—	—	—	—	—	—	—	—
*Ma*1	—	—	—	—	—	—	—	—	3033,3	—	3026	<0,07	—	—	—	—
N	3167,99	567,50	$C''D$	82	$L_I + L_{II}$	583,36	0,186	0,114	3163,7	0,18	3169	0,21	0,16	0,12	—	—
	3178,7	570,3	$C''D$	82	L_{III}	583	0,021	0,013	—	—	—	—	—	—	—	—
Na	3213,5	579,54	$C''D$	82	*M*	583,39	0,057	0,035	3210,4	0,04	3215	<0,07	—	—	—	—
	3224,7	582,5	$C''D$	82	*N*	583	0,018	0,011	—	—	—	—	—	—	—	—
O	3418,25	634,12	CC'	84	*K*	727,22	0,113	0,069	3415,2	0,18	3420	0,14	0,113	0,086	0,113	0,078
*O*1	—	—	—	—	—	—	—	—	3530,8	0,02	3539	<0,07	—	—	—	—
*O*2	3570,8	675,23	—	—	—	—	0,030	0,018	3566,1	0,02	3567	<0,07	—	—	—	—
*O*3	—	—	—	—	—	—	—	—	3594,1	0,006	3613	<0,07	—	—	—	—
Oa	3633,8	692,29	—	—	—	—	0,055	0,034	3629,0	0,06	3623	0,07	—	—	—	—
*Oa*1	3701,4	710,66	CC'	84	*L*	727,61	0,026	0,016	3700,1	0,02	3713	<0,07	—	—	—	—
*Oa*2	3748,7	723,3	CC'	84	*M*	727,4	0,005	0,003	3741,1	0,01	3753	<0,07	—	—	—	—
*Oa*3	—	—	—	—	—	—	—	—	3875,9	—	3895	<0,07	—	—	—	—
P	3927,13	772,46	$C''D$	82	*K*	860,46	0,160	0,098	3924,4	0,18	3931	0,14	0,113	0,086	0,142	0,098
Pa	4028,3	800,33	—	—	—	—	0,015	0,009	4010,7	0,01	4014	<0,07	—	—	—	—
*Pa*1	4188,2	844,61	$C''D$	82	*L*	860,47	0,028	0,017	4194,1	0,006	4199	<0,07	—	—	—	—
*Pa*2	4232	856,8	$C''D$	82	*M*	860,6	0,006	0,004	4224,8	0,006	4228	<0,07	—	—	—	—
*Pa*3	—	—	—	—	—	—	—	—	4272,4	—	4279	<0,07	—	—	—	—
X	9986,9	2526,33	$C''D$	82	*K*	2614,33	0,101	0,062	10000	0,21	10016	0,1	0,104	0,079	0,097	0,067
Xa	10231,1	2598,51	$C''D$	82	*L*	2614,37	0,0182	0,011	10260	—	10273	<0,07	—	—	—	—
*Xa*1	10273	2610,8	$C''D$	82	*M*	2614,7	0,0055	0,003	10300	—	10313	<0,07	—	—	—	—

ектронов на фотопластинку является малая надежность определе-
я интенсивностей линий из-за необходимости введения поправок на
ектральную чувствительность фотопластинок и зависимость плотности
чернения фотопластинок от интенсивности облучения. Регистрация
ектронов счетчиками позво-
ет более точно определять
тенсивности линий, но чув-
вительность метода оказыва-
ся обычно значительно ниже.
Фламмерсфельд обнаружи-
л линии с интенсивностью
10^{-3} по отношению к *F*-ли-
и.

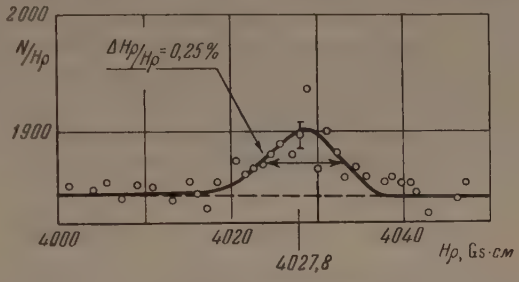


Рис. 9. *Pa*-линия

Применение спектрометра с
лучшенной фокусировкой по-
олило повысить чувствитель-
сть метода регистрации счет-
ками: мы смогли обнаруживать конверсионные линии с интенсив-
стью $7 \cdot 10^{-5}$ по отношению к *F*-линии. Таким образом, чувствительность
ибора оказалась такой же, как и у Эллиса, и в 200 раз лучше, чем
Фламмерсфельда. Но большая трудоемкость измерений не позволила

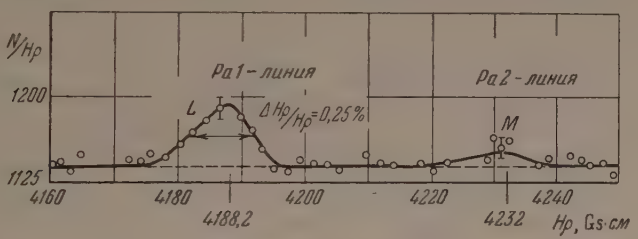


Рис. 10. *Pa*1- и *Pa*2-линии (линия *Pa*2 лежит на пределе чувствительности данного прибора)

оизводить поиски новых линий. Нам пришлось ограничиться уточ-
нием положений и интенсивностей уже известных линий. Обнаруженные
е нами новые линии находятся рядом с уже известными.

Мы не смогли обнаружить пять линий, проявлявшихся у Эллиса и
рюга, причем три из них (*Ma*1, *Oa*3, *Pa*3) столь слабы, что ни Сурюг,
Эллис не смогли определить их интенсивности. Возможно, что мы не об-
ружили их из-за слишком малой их интенсивности. Линия *O*3, по дан-
м Эллиса, лежит на пределе чувствительности нашего прибора, и из
го, что она не была обнаружена нами (см. рис. 6), вытекает, что ее ин-
нсивность, повидимому, несколько завышена Эллисом. Линия *O*1,
данным Эллиса, в три раза интенсивнее, чем самая слабая линия, за-
ченная нами. Возможно, что мы ее не обнаружили из-за большой
ибки в величине $H\rho$, приводимой в таблицах Эллиса и Сурюга.

Определение значения $H\rho$ для конверсионных линий

Градуировка прибора по энергии проводилась по значению $H\rho$ для
линии, равному, согласно Линдстрёму [3], $2607{,}17 \pm 0{,}30$ Gs·см. При-
сав это значение $H\rho$ для *L*-линии, мы получили для *X*-линии зна-
ние $H\rho = 9986{,}9$ Gs·см в предположении строгой линейности прибора
этой области. Эта величина оказалась в очень хорошем согласии с ре-
льтатом Линдстрёма для этой линии — $H\rho = 9986{,}7 \pm 1{,}5$ Gs·см,
о подтверждает предположение о линейности прибора в этой области
ачений $H\rho$ и характеризует точность измерений. Кроме того, используя
блицу перевода значений $H\rho$ в энергию [15] и таблицу энергий связи

атомных электронов, приведенную в книге Зигбана [16], можно определить энергию γ-квантов независимо по конверсионным *K*-, *L*- и *M*-линиям. Результаты оказались совпадающими с точностью 30 ÷ 50 eV, что лежит в пределах точности наших измерений. На основании изложенного можно заключить, что относительная ошибка в определении значения $H\rho$ для конверсионных линий определяется в основном статистическим разбросом точек и составляет для более сильных линий величину порядка 10^{-4} или меньше и несколько большую величину для более слабых линий.

Интересно отметить, что абсолютная ошибка при такой оценке составляет величину порядка десятых долей единицы $H\rho$, в то время как наши данные отличаются от данных Эллиса и Сурюга в среднем на несколько единиц $H\rho$.

Определение относительных интенсивностей конверсионных линий

Для более точного определения относительных интенсивностей слабых конверсионных линий нами изучалась форма сильных линий. Оказалось, что нет заметных изменений формы линий в области энергий выше 100 keV. Используя это обстоятельство, мы определяли интенсивности слабой линии по площади стандартной линии, проведенной так, чтобы сумма растояний точек до линии сверху равнялась сумме расстояний точек до линии снизу по отдельности для переднего и заднего фронта линии. Относительная интенсивность *X*-линии определялась с учетом прострела ножей щелей счетчика [10].

Средняя квадратичная ошибка, полученная из пяти независимых серий измерений, оказалась порядка 1—2% для сильных линий, а для слабых линий она увеличивалась до 10—20 %. Различие же наших результатов с результатами более ранних работ в среднем 10—20 % для сильных линий и 100% и больше — для слабых линий. Относительные интенсивности сильных линий находятся в хорошем согласии с данными Мартина и Ричардсона [17]. Девятая графа таблицы представляет собой число конверсионных электронов на 1 акт распада ThB. Мы получили ее, используя определенное нами [10] отношение площади конверсионной *L*-линии к площади суммарного β-спектра Th(B + C + C″), с учетом того, что число β-частиц Th(C + C″) составляет величину, равную 1,106 от числа β-частиц ThB.

Кафедра физики
Ленинградского института инженеров
железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Siegbahn K., Ark. Mat., Astron. og Fys., **30A**, *20* (1944).
2. Graig H., Phys. Rev., **85**, 688 (1952).
3. Lindström G., Phys. Rev., **87**, 678 (1952).
4. Lindström G., Phys. Rev., **87**, 678 (1952).
5. Meyer D., Schmidt F., Phys. Rev., **94**, 927 (1954).
6. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 98.—Amsterdam, 1955
7. Ellis C., Proc. Roy Soc., **A 138**, 318 (1932).
8. Латышев Г. Д., Сергеев А. Г., Крисюк Э. М., Острецов Л. А., Егоров Ю. С., Ширшов Н. М., Изв. АН СССР, Серия физич. **20**, 354 (1956).
9. Сергеев А. Г., Латышев Г. Д., Леонов В. Д., Изв. АН СССР Серия физич., **20**, 369 (1956).
10. Крисюк Э. М., Витман А. Д., Воробьев В. Д., Воробьев И. В., Ильин К. И., Латышев Г. Д., Листенгартен М. А., Сергеев А. Г., см. настоящий номер журнала, стр. 883.
11. Ellis C., Proc. Roy. Soc., **A 143**, 350 (1934).
12. Surugue J., Ann. Phys., **8**, 484 (1937).
13. Surugue J., J. Phys. et Rad., **9**, 438 (1938).
14. Flammersfeld A., ZS. f. Phys., **114**, 227 (1939).
15. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 926.—Amsterdam, 1955
16. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 914.—Amsterdam, 1955
17. Martin D., Richardson H., Proc. Roy. Soc., **A 195**, 287 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Э. М. КРИСЮК, А. Д. ВИТМАН, В. Д. ВОРОБЬЕВ, И. В. ВОРОБЬЕВ, К. И. ИЛЬИН, Г. Д. ЛАТЫШЕВ, М. А. ЛИСТЕНГАРТЕН и А. Г. СЕРГЕЕВ

ВНУТРЕННЯЯ КОНВЕРСИЯ В АТОМЕ Pb^{208} ПРИ ПЕРЕХОДЕ 2615 keV

Введение

Ядро Pb^{208} (ThD) образуется при β-распаде Tl^{208} (ThC″). Переход ядра Pb^{208}, возникшего в возбужденном состоянии, в основное состояние сопровождается γ-излучением, причем γ-линия с наибольшей энергией (так называемая *X*-линия [1]) излучается при переходе с первого возбужденного уровня на основной [2, 3]. Энергия этих квантов по последним измерениям [4] равна 2615 keV. Хорошо известны соответствующие этому γ-переходу конверсионные *K*-, *L*- и *M*-линии β-спектра ThC″ — ThD [1].

Наиболее тщательные измерения коэффициента внутренней конверсии (КВК) на *K*-оболочке для перехода 2615 keV были выполнены в 1954 г. Эллиоттом и др. [4]. В этой работе измерялось отдельно число γ-квантов сцинтилляционным спектрометром и число *K*-конверсионных электронов при помощи магнитного β-спектрометра, и был получен КВК для *K*-оболочки $\alpha_K = (1{,}78 \pm 0{,}12) \cdot 10^{-3}$. Согласно таблицам КВК Розе [5] ближе всего к найденному в [4] числу лежит теоретическое значение для электрического октуполя (*E*3), равное $1{,}86 \cdot 10^{-3}$. Угловая корреляция каскадных γ-квантов с энергией 2615 и 583 keV, также изученная авторами, согласуется лишь со спинами 0—3—5 для основного, 1-го и 2-го возбужденных уровней.

Таким образом, переход 2615 keV Pb^{208} представляет собой переход *E*3.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что результаты Эллиотта и соавторов находятся в противоречии со многими предшествующими определениями мультипольности этого перехода. Длительное время считалось твердо установленным, что переход является электрическим квадрупольным. К такому выводу пришел ряд авторов, применявших различные методы исследования — определение коэффициента внутренней конверсии [6], измерение коэффициента конверсии с образованием пар [7, 8], оценка порядков запрещения β-переходов на различные уровни Pb^{208} [9], измерения γ-γ-угловой корреляции [10], измерение угловой корреляции и поляризации γ-квантов [11].

Ввиду этого мы вновь предприняли измерение КВК на *K*-оболочке для линии 2615 keV. При этом мы использовали метод, несколько отличающийся от метода Эллиотта, и, кроме того, для сравнения экспериментальных результатов с теоретическими пользовались новыми таблицами коэффициентов конверсии Л. А. Слива [12], которые вычислены с учетом поправок на конечные размеры ядра и потому точнее таблиц Розе *.

Прибор

Для измерения коэффициента внутренней конверсии на *K*-оболочке Pb^{208} при переходе с энергией 2615 keV мы применили спектрометр, об-

* Авторы выражают благодарность Л. А. Сливу, ознакомившему их со своими таблицами до их выхода из печати.

щее описание которого было дано ранее [13]. Полуширина конверсионных линий в условиях этого опыта составляла 0,25 %. Угол захвата прибора (рис. 1) в фокальной плоскости равен 40°; высота щелей — 16 мм.

Источник представлял собой алюминиевый листок толщиной 5 μ, размером 0,3×16 мм, активированный с одной стороны. Источник на двух тонких проволочках подвешивался точно в фокусе прибора (кэтрона). Перед источником не было щели, как в работе [13], и все металлические части были по возможности удалены от источника, чтобы уменьшить фон рассеянных электронов. Для этой цели, как показано на рис. 1, были установлены три диафрагмы, которые вместе с вольфрамовым блоком делили полость прибора на четыре квадранта. Центральная диафрагма (Ц. д.), установленная между квадрантами *2* и *3* вдоль оси *OY*, определяла расходимость пучка электронов. Две другие диафрагмы были установлены по линии *X* — *X*- раздела между однородной и неоднородной областями магнитного поля кэтрона между квадрантами *1—2* и *3—4*. Отверстия в этих диафрагмах сделаны несколько шире, чем размеры пучка электронов, вырезаемого центральной диафрагмой. В фокусе кэтрона перед первым счетчиком (C_1) была установлена щель размером 0,3 × 16 мм.

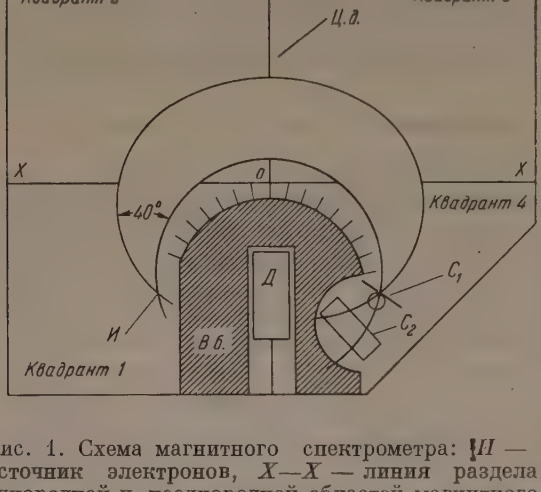


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра: *И* — источник электронов, *X*—*X* — линия раздела однородной и неоднородной областей магнитного поля, Ц. д.— центральная диафрагма, определяющая расходимость пучка электронов; C_1 и C_2— счетчики электронов, *В. б.*—вольфрамовый блок, *D* — датчик измерителя магнитного поля

Измерения

Поскольку схема распада ThC″ — ThD в своих основных чертах хорошо известна [2, 3], можно считать, что практически каждый распад идет с излучением γ-кванта 2615 keV и потому число γ-квантов с этой энергией равно числу β-частиц сплошного β-спектра ThC″, с той лишь поправкой, что приблизительно 0,2% переходов являются конверсионными.

Серьезная ошибка могла бы возникнуть в том случае, если бы значительная часть распадов шла путем прямого перехода со 2-го возбужденного уровня 3198 keV на основной, минуя первый уровень 2615 keV, как это и предполагалось рядом авторов [14—16], называвших цифры 1÷12% для характеристики интенсивности такого перехода.

Г. Д. Латышев, исследуя электроны отдачи и позитроны внутренней конверсии в свинце, показал, что если линия 3200 keV и существует, то ее интенсивность не превышает нескольких сотых долей процента [17], и, следовательно, вероятностью прямого перехода вполне можно пренебречь. Этот результат был в дальнейшем подтвержден другими авторами [18, 19].

В настоящей работе измерялось отношение площади *L*-линии (423 keV) ThC″ к площади β-спектра Th(B + C + C′) (рис. 2).

Отношение интенсивности *X*- и *L*-линий нами измерялось особо [20], так как на *X*-линии наблюдался заметный прострел ножей щели счетчиков. Для исключения влияния этого эффекта мы произвели измерения отноше-

ния интенсивностей X- и L-линий при ширине щели счетчиков, большей ширины изображения источника (ширина источника равнялась 0,3 мм, ширина щели счетчиков — 0,8 мм). Относительные интенсивности определялись по отношению высот конверсионных линий, так как при магнитном поле, соответствующем максимуму X-линии, весь электронный пучок фокусируется между ножами щели и, следовательно, прострелов не может

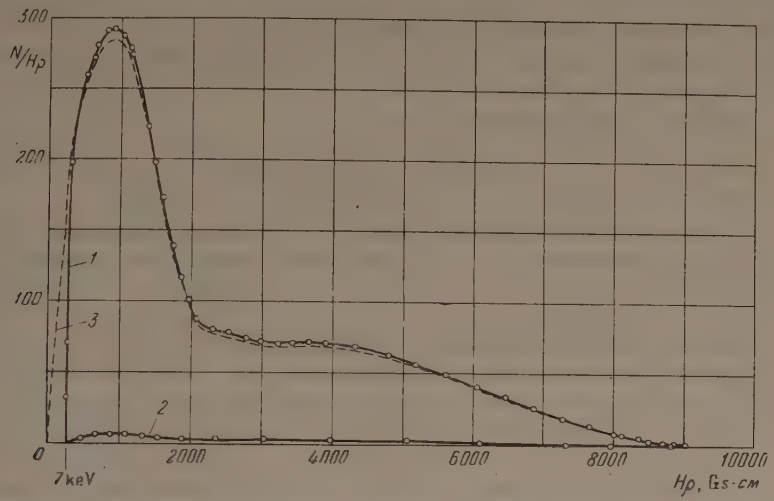


Рис. 2. β-Спектр Th(B + C + C″): *1* — экспериментальная кривая, *2* — фон, *3* — спектр, полученный после вычитания фона и введения поправки на поглощение в окошке счетчика

быть. Полученное нами таким образом отношение интенсивностей $X : L$ равно 0,101±0,02 и находится в хорошем согласии с данными Фламмерсфельда ($X : L = 0{,}104$) [21] и Мартина и Ричардсона ($X : L = 0{,}97$) [22].

Долю площади, обусловленную β-частицами ThB и ThC в суммарном спектре Th(B + C + C″), легко учесть. Известно, что число распадов ThC и ThC″ выражают через число распадов ThB по следующим формулам:

$$N_C = \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} N_B = 1{,}104\, N_B,$$

$$N_{C''} = \frac{\lambda_C \lambda_{C''}}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_{C''} - \lambda_B)} 0{,}337\, N_B = 0{,}374\, N_B.$$

Коэффициент 0,337 представляет собой долю распадов ThC в направлении ThC″, полученную из измерений Коварика [23].

$$\mathrm{ThB} \xrightarrow[10{,}67\ \text{час}]{\beta} \mathrm{ThC} \begin{cases} \xrightarrow{\alpha} \mathrm{ThC''} \xrightarrow[3{,}1\ \text{мин}]{\beta} \mathrm{ThD\ (Pb^{208})}, \\ \xrightarrow[60{,}5\ \text{мин}]{\beta} \mathrm{ThC'} \xrightarrow{\alpha} \mathrm{ThD\ (Pb^{208})}. \end{cases}$$

Численные значения констант распада взяты из работ [24, 25].

Поправки

В найденный коэффициент внутренней конверсии мы ввели следующие поправки.

1. Поправка на поглощение в пленках счетчиков вводилась на основании кривых, приведенных в работе Лейна [26], причем толщина цапо-

новой пленки первого счетчика определялась по энергии отсечки, которая была равна 7 keV (см. рис. 2). Поправка вводилась для тех точек, где она не превышала 20—30 %, а при совсем малых энергиях β-спектр, приведенный к равным интервалам $H\rho$, экстраполировался линейно до нуля. Определенная таким образом поправка составила 4,32% площади суммарного β-спектра.

2. Поправка на зависимость эффективности счетчиков от энергии вводилась согласно работе Мак-Клюра [27] и оказалась ничтожно малой (0,03 % величины отношения площадей конверсионной линии и сплошного β-спектра).

3. Поправки, учитывающие фон:

а) фон от космических лучей и радиоактивных загрязнений измерялся в течение 10 час и результат, приведенный к нужному интервалу времени, вычитался из всех экспериментальных точек;

б) фон от γ-лучей измерялся при $H = 0$ перед каждым измерением спектра и после введения поправки на распад вычитался из всех экспериментальных точек;

в) для учета фона многократно рассеянных электронов и комптоновских электронов, образующихся в стенках прибора и диафрагмах, мы изучали спектр при источнике, помещенном на дно прибора; при этом прямой пучок электронов перекрывался диафрагмами, условия же облучения прибора γ-лучами при этом существенно не менялись и, следовательно, не менялись условия образования комптоновских электронов. Условия облучения квадрантов *1* и *2* прибора электронами также при этом существенно не менялись, но при нормальном положении источника многократно рассеянных электронов должно быть больше за счет электронов, попадающих в квадранты *3* и *4* прибора непосредственно от источника; следовательно, полученный результат (2,4%) может служить лишь нижней границей суммарного фона, обусловленного комптоновскими и многократно рассеянными электронами. Хотя в квадрантах *3* и *4* прибора рассеянных электронов образуется меньше, чем в квадрантах *1* и *2*, вероятность их попадания в счетчик больше, чем для электронов, рассеявшихся в первых двух квадрантах. Величину этого эффекта оценить экспериментально трудно. Во всяком случае из работы Оуэна и Кука [28] следует, что фон от рассеянных электронов при трех диафрагмах в приборе и достаточном удалении стенок прибора от основного пучка не очень велик. Мы предположили, что добавка к фону за счет изменения условий облучения прибора не изменяет фон больше, чем в два раза, и эту величину (4,8 %) приняли за верхнюю границу фона от комптоновских и многократно рассеянных электронов, и, следовательно, сам фон составляет 3,6±1,2 %;

г) рассеяние на малые углы от краев диафрагм учитывалось тем, что площадь конверсионных линий измерялась с учетом хвостов.

4. Поправка на слет с источника атомов ThC″ из-за отдачи при α-распаде ThC.

Из-за отдачи при α-распаде ThC атом ThC″ получает энергию порядка 100 keV и может покинуть источник. Для исключения этого эффекта обычно источник покрывается пленкой, задерживающей атомы отдачи. Однако при этом возникают трудности, связанные с неточностью введения поправки на поглощение в этой пленке. Мы предпочли не закрывать источник пленкой, а замерить долю атомов ThC″, слетающих с источника. Для этого нами измерялись относительные интенсивности *G*- и *H*-линий с источником, покрытым пленкой, и источником без пленки; *G*-линия возникает при распаде ThC″, а *H*-линия — при распаде ThB. Их энергии равны 190 и 210 keV соответственно. Оказалось, что в наших опытах интенсивность *G*-линии по отношению к *H*-линии возрастает при источнике, закрытом пленкой, на 30,6 % по сравнению с относительной интенсивностью *G*-линии для источника без пленки. Следовательно, доля атомов

ThC″, покидающих источник, равна 0,306. Так как эту поправку нужно вести и на β-спектр ThC″, то результирующая поправка для КВК равна (26,3±2) %.

5. Поправка на прострел ножей щели счетчиков электронами сплошного спектра.

Для введения этой поправки жесткая область спектра, полученная на первом счетчике, исправлялась по спектру, полученному при счете совпадений. При этом мы предполагали, что электроны, простреливающие ножи щели счетчика, теряют достаточно большую энергию и не попадают во второй счетчик. Полученная таким образом поправка оказалась равной (3,0±0,5) %.

Оценка погрешности

1. Было проведено семь серий измерений. Статистическая ошибка, определенная из этих измерений, составила 1,43 %. Эта ошибка включает возможную нестабильность установки и неточность в определении γ-фона при $H = 0$.

2. Погрешность в площади β-спектра вследствие неточности введения поправки на поглощение в окошке первого счетчика была нами оценена 0,5 %.

3. Погрешность в площади β-спектра, возникающая от неточного определения фона электронов, равна 1,2 %.

4. Погрешность в измерении отношения интенсивностей L- и X-линий равна 2 %.

5. Погрешность в определении процента развилки при распаде ThC Ковариком [23] не указана; мы оценили ее в 1,4 %.

6. Погрешность в определении числа атомов отдачи, покидающих источник, равна 2 %.

7. Погрешность из-за неточности учета прострела ножей щели счетчика равна 0,5%.

В результате суммарная среднеквадратичная погрешность наших измерений $\Delta\alpha_K/\alpha_K = 3{,}6$ %.

Как будет видно из дальнейшего, величина погрешности существенна для выводов, которые мы сделали из результатов работы.

Окончательный результат и сравнение с теоретическими данными

Мы получили следующее значение коэффициента внутренней конверсии на K-оболочке Pb^{208} для перехода 2615 keV:

$$\alpha_K = (1{,}65 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-3}.$$

Этот результат мы сравнили с теоретическими данными Слива [12]. Вычисления КВК Л. А. Слива отличаются от вычислений Розе [5], как мы уже отмечали выше, учетом роли конечных размеров ядра, а также учетом экранирования для всех энергий на K-оболочке (впрочем, последняя поправка не играет роли для данной энергии). Согласно Сливу, правильные значения КВК значительно отличаются от данных Розе. Так, для заряда ядра $Z = 82$ и энергии $5{,}12\, m_0c^2$ (2615 keV) эта разница достигает 35 % для $M1$ и несколько меньше для других мультиполей.

Ближе всего к измеренному КВК теоретическое значение $\alpha_K^{(3)} = 1{,}70 \cdot 10^{-3}$ ($E3$), что на 8 % меньше, чем у Розе. Теоретический КВК для других мультиполей сильно отличается от измеренного ($0{,}93 \cdot 10^{-3}$ ($E2$); $1{,}28 \cdot 10^{-3}$ ($M1$); $2{,}8 \cdot 10^{-3}$ ($E4$); $3{,}1 \cdot 10^{-3}$ ($M2$)).

Таким образом, из наших данных однозначно следует, что переход 2615 keV Pb^{208} — электрический октупольный.

С другой стороны, видно, что теоретический коэффициент внутренней конверсии Розе $1{,}86 \cdot 10^{-3}$ оказывается далеко за пределами экспериментальной погрешности. Таким образом, если необходимость учета роли конечных размеров ядра уже была подтверждена на опыте для магнитного дипольного излучения [29—31], то из результатов настоящей работы следует, что для согласования с теорией экспериментальных данных по КВК для переходов электрического типа, в частности для $E3$, также необходимы теоретические данные с учетом конечных размеров ядра.

Полученное нами экспериментальное значение $\alpha_K = 1{,}65 \cdot 10^{-3}$ для перехода 2615 keV Pb^{208} не на много отличается от предшествующих измерений: $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ [6], $1{,}77 \cdot 10^{-3}$ [32], $1{,}78 \cdot 10^{-3}$ [4], если не считать значения $2{,}4 \cdot 10^{-3}$ [21], которое, повидимому, ошибочно. Поэтому следует отметить, что приписывание различных мультипольностей этой линии происходило лишь вследствие неточности теоретических данных. Так, тип перехода $E2$ был определен в работе [6], исходя из неточных теоретических данных Холма, Тэйлора и Мотта [33], а предположение, что это переход $M1$ [34], можно было согласовать с данными Розе [5].

Что касается упоминавшегося определения мультипольности по коэффициенту внутренней конверсии с образованием пар [7, 8], то сравнение с теорией здесь очень затруднено тем, что нет вычислений с точными релятивистскими волновыми функциями для $E3$ и выше электрических и $M2$ и выше магнитных мультиполей. Во всяком случае наиболее точное экспериментальное значение $4{,}30 \cdot 10^{-4}$ [8] лежит ниже теоретического $4{,}6 \cdot 10^{-4}$ для $E2$ [35], но пока трудно сказать, насколько это число приближается к теоретическому значению для $E3$.

Метод, основанный на порядке запрещения β-спектров [19], в данном случае играет подчиненную роль, так как спин исходного ядра Tl^{20} точно не известен, и, приписав ему значение 4 или 5, можно получить согласованные данные как для $M1$ [36], так и для $E2$ [9, 36] и $E3$ [37] мультипольности линии 2615 keV.

Наконец, прежние измерения угловой корреляции в каскаде 583—2615 keV [10], в которых Петч и Джонс получили значения 0—2—4 для первых уровней Pb^{208}, т. е. $E2$ для линии 2615 keV, были выполнены без точного учета вклада в корреляционную картину от других линий γ-спектра, тогда как в работе Эллиотта [4] этот эффект тщательно учтен и частично исключен. Этим, повидимому, и объясняется разница в результатах обеих работ. Во второй работе по угловой корреляции [11] результаты не сравнивались с возможностью 0—3—5 для спинов первых уровней.

Относительная вероятность конверсии на K-, L- и M-оболочках

Кроме измерения коэффициента внутренней конверсии на K-оболочке мы измерили также отношение интенсивностей конверсионных K-, L- и M-линий.

Во многих случаях определение мультипольности по отношению вероятностей конверсии на K- и L-оболочках ($K : L$) является наиболее простым и точным. Величина этого отношения для перехода 2615 keV Pb^{208} измерялась Алиханяном и Никитиным [32]. Ими было найдено $K : L : M = 5 : 1 : 0{,}2$. Однако для больших энергий перехода отношения $K : L$ для различных мультиполей весьма близки друг к другу и в пределе ($h\nu \to \infty$) имеют одно и то же значение (6,7 : 1 [33]). Поэтому для сравнения с теорией измерения отношения $K : L : M$ для 2615 keV должны быть выполнены с особой тщательностью.

Измерения производились при тех же параметрах прибора. Результаты измерений приведены на рис. 3.

Нами было получено следующее значение для отношения интенсивностей конверсионных линий излучения 2615 keV на оболочках Pb^{208}:

$$K : (L_I + L_{II} + L_{III}) : (M_I + M_{II} + \ldots) = 1{,}00 : (0{,}181 \pm 0{,}003) : (0{,}055 \pm 0{,}001)$$

К сожалению, в настоящее время еще не имеется надежных теоретических данных для энергии свыше 1,5 m_0c^2 для конверсии на L-оболочке для всех энергий — на M-оболочке, существующие же нерелятивистские расчеты не пригодны для тяжелых ядер.

Тем не менее можно полагать, что точность, достигнутая в настоящей работе, позволит уверенно судить о мультипольности перехода также и

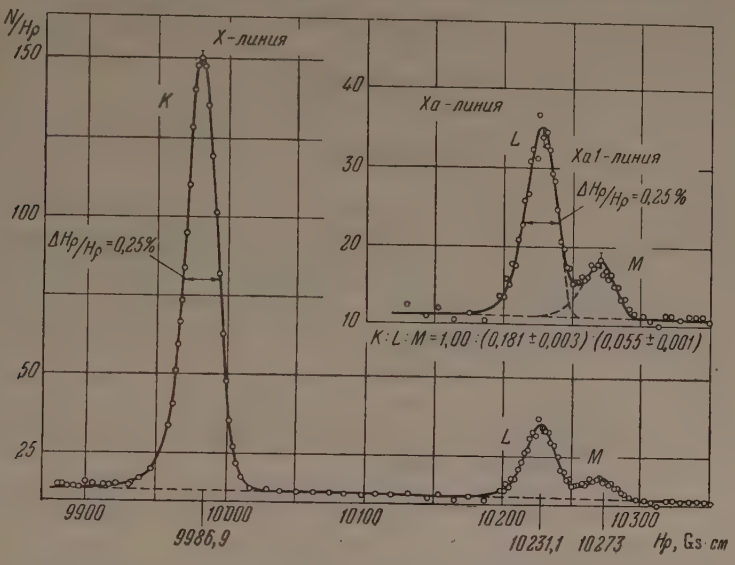


Рис. 3. X, Xa- и $Xa1$-линии ThD, получающиеся при конверсии γ-квантов с энергией 2615 keV на K-, L- и M-оболочках атома Pb^{208}

основании найденного отношения, как только будут получены соответствующие теоретические результаты.

В заключение отметим, что Краусаар и Гольдгабер [11], определив значение 2 для спина уровня 2615 keV Pb^{208}, считают, что это является подтверждением эмпирически установленной закономерности для спинов первых возбужденных уровней четно-четных ядер [38, 39] и др. Тот факт, что в действительности спин Pb^{208} (82 протона и 126 нейтронов) оказался равным 3, а не 2, уточняет область применимости этой закономерности и позволяет наметить новую закономерность, состоящую в том, что немногими исключениями [39] из этого правила являются в основном ядра с заполненными одновременно и нейтронной и протонной оболочками.

Кафедра физики
Ленинградского института инженеров
железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

Ellis C., Proc. Roy. Soc., **A 138**, 318 (1932).
Oppenheimer F., Proc. Cambr. Philos. Soc., **32**, 328 (1936).
Hollander J., Perlam I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., **25**, 469 (1953).
Elliott L., Graham R., Walker J., Wolfson J., Phys. Rev., **93**, 356 (1954).
Rose M. a. oth., Phys. Rev., **83**, 79 (1951).
Hulme H., Mott N., Oppenheimer F., Taylor H., Proc. Roy. Soc., **A 155**, 315 (1936).
Алиханов А., Изв. АН СССР, Серия физич., *1*, 33 (1938).
Slatis H., Siegbahn K., Ark. Fys., **4**, 485 (1952).
Arnoult R., Ann. de physique, **12**, 241 (1939).
Petch H., Johns M., Phys. Rev., **80**, 478 (1950).

11. Kraushaar J., Goldhaber M., Phys. Rev., **89**, 1081 (1953).
12. Слив Л. А., Банд И. М., ЖЭТФ, **31**, 134 (1956).
13. Латышев Г., Сергеев А., Крисюк Э., Острецов Л., Его ров Ю., Ширшов Н., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 354 (1956).
14. Алиханов А., Джелепов Б., ДАН СССР, **20**, 113 (1938).
15. Ellis C., Proc. Phys. Soc., **50**, 213 (1938).
16. Simons L., Zuber K., Proc. Roy. Soc., **A 159**, 383 (1937).
17. Латышев Г., Диссертация УФТИ, Харьков, 1940.
18. Bell R., Elliott L., Canad. J. Research, **A 26**, 379 (1948).
19. Bishop G., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., **77**, 416 (1950).
20. Крисюк Э., Витман А., Воробьев В., Латышев Г., Сергеев А., см. настоящий номер журнала, стр. 877.
21. Flammersfeld A., ZS. f. Phys., **114**, 227 (1939).
22. Martin D., Richardson H., Proc. Roy. Soc., **195**, 287 (1948).
23. Kovarik A., Adams N., Phys. Rev., **54**, 413 (1938).
24. Curie M., Debirne A., Eve A., Geiger H., Hahn O., Lin S., Meyer S., Rutherford E., Schweidler E., Rev. Mod. Phys **3**, 427 (1931).
25. Buttlar H., Naturwiss., **39**, 575 (1952).
26. Lane R., Zaffarano D., Phys. Rev., **94**, 960 (1954).
27. McClure G., Phys. Rev., **90**, 796 (1953).
28. Owen G., Cook C., Rev. Scien. Inst., **20**, 768 (1949).
29. Слив Л., Листенгартен М., ЖЭТФ, **21**, 29 (1952).
30. Крисюк Э., Латышев Г., Листенгартен М., Острецо А., Сергеев А., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 363 (1956).
31. Wapstra A., Nijgh G., Nuc. Phys., **1**, 245 (1956).
32. Алиханян А., Никитин С., Phys. Rev., **53**, 767 (1938).
33. Hulme H., Proc. Roy. Soc., **A 138**, 644 (1932); Taylor H., Mott N Proc. Roy. Soc., **A138**, 665 (1932).
34. Martin D., Richardson H., Proc. Phys. Soc., **A 63**, 223 (1950).
35. Jaeger J., Hulme H., Proc. Roy. Soc., **A148**, 708 (1935).
36. Richardson H., Nature, **161**, 516 (1948).
37. King R., Rev. Mod. Phys., **26**, 327 (1954).
38. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., **83**, 906 (1951).
39. Goldhaber M., Phys. Rev., **90**, 600 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

К. Н. ШЛЯГИН

β-СПЕКТР Pu^{241} *

Введение

При β-распаде происходит перестройка электронных оболочек атома вследствие изменения заряда ядра на единицу. Общая энергия связи электронных оболочек атома увеличивается с увеличением заряда ядра. Согласно Фолди [2], для тяжелых элементов энергия связи электронных оболочек равна

$$E_z = -32{,}64 \cdot Z^{7/3}\ \text{eV}.$$

Зная энергию связи электронных оболочек материнского E_z и дочернего E_{z+1} атомов, можно определить энергию перестройки этих оболочек, т. е.

$$\Delta E_{z,\,z+1} = E_{z+1} - E_z.$$

Для элементов конца периодической системы Менделеева $\Delta E_{z,\,z+1}$ достигает значения $-15 \div -25$ keV. Поэтому следует ожидать, что перестройка электронных оболочек будет заметным образом сказываться на форме β-спектров, граничная энергия E_0 которых по величине близка к $\Delta E_{z,\,z+1}$.

Еще в 1938 г. Хебб [3] высказал предположение, что энергия перестройки электронных оболочек атома при β-распаде передается β-частицам и что нейтрино не получает энергии из-за слабой связи с электростатическим полем ядра. Благодаря этому предполагалось, что β-спектр будет целиком смещен в область больших энергий на величину $\Delta E_{z,\,z+1}$. Однако экспериментальные данные ряда работ, выполненных в последующие годы, были противоречивыми. Для разрешения данного вопроса и была предпринята настоящая работа.

В качестве объекта исследования был выбран β-спектр Pu^{241}, для которого были известны грубо измеренная верхняя граница спектра $E_0 = 10 \div 20$ keV и период полураспада $T = 10 \div 14$ лет [4].

Экспериментальная часть

Аппаратура

Первые измерения β-спектра Pu^{241} были проведены на магнитном β-спектрометре с однородным полем, повторные (в 1955 г.) — на β-спектрометре с двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ [5]. Относительная полуширина калибровочных конверсионных линий Hg^{198} ($h\nu = 411{,}8$ keV) и Ba^{137} ($h\nu = 661{,}6$ keV) составляла в первом случае $\sim 1{,}5\%$, во втором $\sim 0{,}5\%$.

При проведении эксперимента принимались все необходимые меры, чтобы исключить аппаратурные искажения изучаемого спектра. В каче-

* Изучение β-спектра Pu^{241} в основном проведено нами в 1950—1951 гг. в комплексе исследований электронных спектров Pu^{239}, Pu^{240}, Pu^{241} [1].

стве окна счетчика Гейгера — Мюллера (Г. М.) и подложки радиоактивного источника применялись тонкие целлулоидные пленки. Чтобы эффект поглощения и обратного рассеяния электронов источниками был мал, последние имели поверхностную плотность 3 мкг см$^{-2}$ и меньше. Уменьшение фона от рассеянных электронов обеспечивалось устройством в спектрометрах ряда алюминиевых диафрагм и расположением источника β-частиц на значительном расстоянии от стенок камеры (>5 см).

Давление в приборе составляло $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Регистратором β-частиц служил одиночный счетчик Г. М., окно которого имело сетку из вольфрамовых проволочек и заклеивалось целлулоидной пленкой (поверхностная плотность ~3 мкг см$^{-2}$). Счетчик Г. М. наполнялся газовой смесью аргона и этилового спирта (90 % аргона и 10 % спирта) при давлении 30 ÷ 50 мм рт. ст.

Радиоактивный источник

β-Активный изотоп Pu^{241} был получен в результате длительного облучения Pu^{239} медленными нейтронами. Образование его происходило благодаря последовательному захвату нейтронов ядром плутония:

$$Pu^{239}(n, \gamma)\, Pu^{240}(n, \gamma)\, Pu^{241}.$$

В работе использовались препараты (смесь Pu^{239}, Pu^{240} и Pu^{241}), обогащенные изотопом Pu^{241}.

Радиоактивный источник приготовлялся осаждением азотнокислой соли плутония (из водного раствора) на тонкую целлулоидную пленку (поверхностная плотность 5 ÷ 10 мкг см$^{-2}$). Предварительно на пленке создавалась узкая полоска (размером 1 ÷ 2 × 25 ÷ 30 мм) из этиленгликоля или аквадага. Этиленгликоль смачивал пленку и способствовал равномерному распределению препарата вдоль полоски. Источники, приготовленные при помощи этиленгликоля, подвергались затем металлизации путем испарения алюминия в вакууме (покрытие поверхностной плотностью ~1 мкг см$^{-2}$).

Влияние пленки окна счетчика Гейгера—Мюллера на форму β-спектра

Прежде чем начать изучение спектра Pu^{241}, мы провели опыт, который позволил определить искажения формы спектра, вызванные конечной толщиной окна счетчика Г. М. На магнитном β-спектрометре, в котором в качестве окна счетчика Г. М. применялась целлулоидная пленка с поверхностной плотностью $t \approx 3$ мкг см$^{-2}$, изучалась начальная часть β-спектра Pu^{241} (0 ÷ 5 keV) с приложенным к радиоактивному источнику потенциалом —950 V, а также без него. Полученные таким образом спектры показаны на рис. 1,*а*. Из рис. 1,*б*, где произведено совмещение спектров *1* и *2*, видно, что они имеют одинаковую форму, начиная с энергии β-частиц $\varepsilon \approx 1{,}8$ keV * (пик на спектре при 2 keV обусловлен, повидимому, оже-электронами U^{235} [1]). Следовательно, можно считать, что искажения спектра, вызванные рассеянием и поглощением электронов пленкой окна счетчика Г. М., имеют место только для электронов с энергией <1,8 keV.

Результаты измерений β-спектра Pu^{241}

На рис. 2 показаны графики Кюри β-спектра Pu^{241} для источников с различной поверхностной плотностью **.

---

* Расчет по формуле, приведенной в монографии Росси и Грейзена [6], дает значение $\varepsilon \approx 2$ keV (для пленки $t = 3$ мкг см$^{-2}$ и $\theta = 90°$).

** Поверхностная плотность источника вычислялась с учетом данных его α-активности. α-Излучателями являлись присутствующие в источнике Pu^{239} и Pu^{240}.

Графики построены без учета экранирующего влияния атомных электронов на β-распад ввиду отсутствия точных поправочных коэффициентов на этот эффект. Линейный характер полученных графиков может служить некоторым доказательством монотонного изменения эффекта экранирования в рассматриваемой области энергий (3 ÷ 21 keV).

Из рис. 2 видно, что чем меньше толщина источника, тем дальше в область малых энергий простирается прямолинейная часть графика. От-

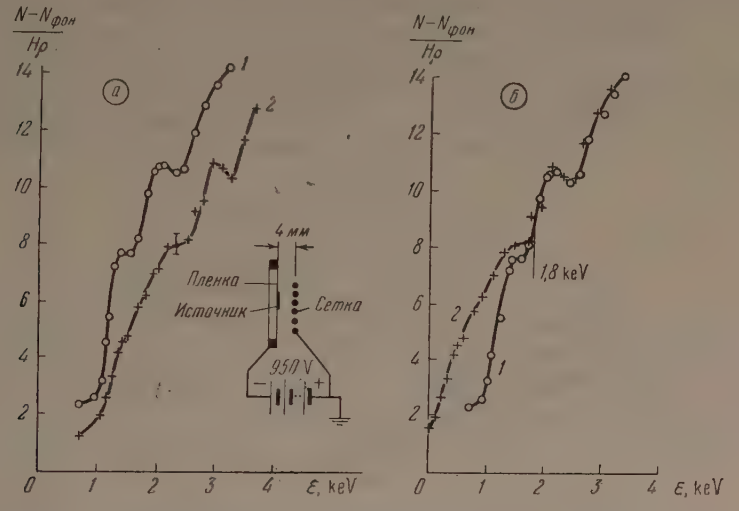


Рис. 1. Начальная часть β-спектра Pu^{241}, полученная на магнитном β-спектрометре: *1* — без дополнительного потенциала на источнике, *2* — с дополнительным потенциалом —950 V; *а* — спектры даны раздельно, *б* — спектры совмещены

сутствие различия в форме графиков *1* и *2* для источников, имеющих подложки с поверхностной плотностью $t = 5$ и 10 мкг см$^{-2}$ и почти одинаковую плотность самих источников, указывает на то, что эффект обратного рассеяния электронов этими подложками мал и не сказывается на форме β-спектра для энергий ~ 3 keV и выше. Для указанных графиков прямолинейная часть имеет наибольшую длину (3 ÷ 19 keV).

График *4* построен для спектра, снятого на β-спектрометре с двойной фокусировкой (в 1955 г.). Окно счетчика Г. М. имело более толстую пленку, чем в опыте, описанном выше. Кроме того, источник был нанесен на аквадаговую полупрозрачную полоску, нанесенную на целлулоидную пленку. Видимо, по этим причинам линейная часть графика Кюри начинается не при 3 keV, как раньше, а при 5 keV.

В опыте применялись источники, обогащенные изотопом Pu^{241} (1 % Pu^{241} — кривые *1*, *2*, *3* и 85 % Pu^{241} — кривая *4* рис. 2). Поэтому слабые по интенсивности конверсионные линии $M12$ и $N12$ γ-переходов U^{235} (продукта α-распада Pu^{239}) с энергией 12,5 keV [1] не вносили существенного искажения формы β-спектра. Это особенно заметно на кривой *4*.

Верхняя граница β-спектра Pu^{241}, равная 20,8±0,2 keV, определена экстраполяцией линейного участка графика Кюри до пересечения с осью абсцисс.

Таким образом, экспериментальный β-спектр Pu^{241} в пределах точности измерений совпадает с теоретическим спектром для разрешенного β-перехода в широком интервале энергий 3 ÷ 19 keV.

Зная верхнюю границу β-спектра Pu^{241} ($E_0 = 20{,}8$ keV) и период полураспада ($T = 13$ лет), мы вычислили величину lg ft. Она оказалась равной 5,7.

Спины основных состояний материнского и дочернего ядер измерены в работах [7, 8]. Они равны: для Pu^{241} $I = {}^5/_2$ [7], для Am^{241} $I = {}^5/_2$ [8]. Следовательно, основные состояния Pu^{241} и Am^{241} имеют одинаковые значения спинов ($I = {}^5/_2$), т. е. $\Delta I = 0$; но четности для этих состояний не известны.

На основании существующей классификации β-переходов по значению $\lg ft$ данный переход с $\lg ft = 5{,}7$ может быть отнесен или к классу переходов первого порядка запрещения $\Delta I = 0$ (да), или к разрешенным переходам $\Delta I = 0$ (нет).

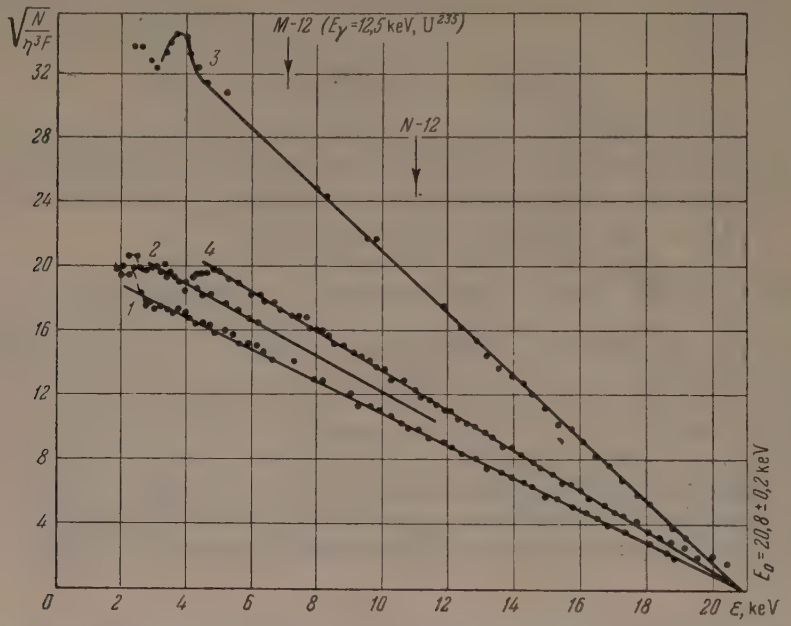


Рис. 2. Графики Кюри β-спектра Pu^{241} для источников с разной поверхностной плотностью как самого источника (t_1), так и его подложки (t_2): *1* — $t_1 \approx 1$ мкг см$^{-2}$, *2* — $t_1 = 1{,}3$ мкг см$^{-2}$, *3* — $t_1 \approx 3$ мкг см$^{-2}$, *4* — источник (обогащен до 85 %) на аквадаге; подложка у источника для графика *1* с $t_2 \approx 5$ мкг см$^{-2}$, подложка у источников для графиков *2*—*4* с $t_2 \approx 10$ мкг см$^{-2}$

С результатами, полученными в настоящей работе, согласуются данные измерений, приведенные в статье Фридмана, Вагнера и др. [9]. Авторам этой работы удалось изучить β-спектр Pu^{241} только в интервале энергий 14 ÷ 20 keV. Полученный ими спектр также имеет форму, соответствующую разрешенным переходам. Верхняя граница β-спектра равна 20,5 keV.

Перейдем теперь к вопросу о влиянии перестройки электронных оболочек атома на форму β-спектра. Как показывают расчеты, при β-распаде Pu^{241} энергия перестройки электронных оболочек составляет величину $\Delta E_{z,z+1} \approx 20$ keV. Поэтому, если бы гипотеза Хебба [3] была справедлива, то экспериментальный β-спектр Pu^{241} должен был бы начинаться не при нулевом значении энергии, а при ~20 keV. Как видно из рис. 2, β-спектр начинается при энергии, близкой к нулю, а не при ~20 keV, что позволяет сделать заключение о несостоятельности предположения Хебба.

Иначе к решению данного вопроса подошли Швартц [10], Эдвардс [11] и др. [12]. Теоретические расчеты, произведенные Швартцем, показывают, что перестройка электронных оболочек атома не вносит заметного искажения в форму разрешенного β-спектра и что при этом энергия перестройки оболочек распределяется между β-частицей и нейтрино так же, как распре-

еляется между этими частицами энергия β-распада ядра, лишенного элек-ронных оболочек (голого ядра).

В соответствии с предсказаниями теории Швартца следовало ожи-ать, что β-спектр Pu^{241} будет иметь форму, соответствующую спектру для азрешенного перехода. Экспериментальный β-спектр действительно меет такую форму.

Надо полагать, что если граничная энергия β-спектра Pu^{241} $E_0 =$ = 20,8 keV и величина энергии перестройки оболочек $\Delta E_{z,z+1} \approx 20$ keV, о энергия β-распада голого ядра составляет всего $\sim$0,8 keV. Повиимому, не исключена возможность существования β-распада с еще меньшей и даже с отрицательной энергией распада.

В заключение выражаю благодарность С. Н. Беленькому за помощь проведении измерений, а также С. А. Баранову и В. Н. Галицкому за частие в обсуждении полученных результатов.

Цитированная литература

1. Шлягин К. Н., ЖЭТФ, **30**, 817 (1956).
2. Foldy L. L., Phys. Rev., **83**, 397 (1951).
3. Hebb M. H., Physica, **5**, 701 (1938).
4. Seaborg G. T., Yames R. A., Morgen L. O., Цитировано по табл. Сиборга и Перльмана, Rev. Mod. Phys., **20**, 585 (1948).
5. Баранов С. А., Шлягин К. Н., Приборы и техника эксперимента, *1*, 3 (1956).
6. Росси Б., Грейзен К., Ьзаимодействие космических лучей с веществом, стр. 43—45.— ИЛ, М., 1948.
7. Bleaney B., Llewellyn P., Pryce M., Hall C., Phil. Mag., **45**, 991 (1954).
8. Fred M., Tomkins F., Phys. Rev., **89**, 318 (1953).
9. Freedman M., Wagner F., Engelkemeir D., Phys. Rev., **88**, 1155 (1952).
10. Schwartz H. M., Phys. Rev., **85**, 733 (1952); **86**, 195 (1952).
11. Edwards R. R., Sixth Southwest Regional Meeting, American Chemical Society, 1950.
12. Serber R., Snyder H., Phys. Rev., **87**, 152 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

И. А. АНТОНОВА

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗОМЕРОВ Ba^{137*}, In^{113*} и In^{115*} В β-СПЕКТРОМЕТРЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТОЛСТОСЛОЙНЫХ ФОТОПЛАСТИНОК

Введение

В современной β-спектроскопии применяются в основном два способа регистрации электронов: при помощи газоразрядных или люминесцентных счетчиков и при помощи фотопластинок по плотности почернения.

Фотометод обладает тем достоинством, что при его помощи можно изучать электронные спектры весьма короткопериодных изотопов, тогда как при работе со счетчиками такая возможность практически исключена.

Однако чувствительность метода фоторегистрации электронов по плотности почернения сравнительно низка и требует применения препаратов большой активности. В то же время для уменьшения самопоглощения электронов в источнике необходимо использовать очень тонкие источники. Оба эти требования могут быть удовлетворены только при наличии препарата с высокой удельной активностью.

К сожалению, это требование практически не всегда осуществимо.

Кроме того, серьезным недостатком фоторегистрации по плотности почернения является также трудность измерения относительной интенсивности электронных линий, так как плотность почернения нелинейно зависит от энергии и экспозиции.

Разработка методики регистрации электронов толстослойными пластинками

Указанные выше недостатки фоторегистрации могут быть устранены, если использовать толстослойные фотоэмульсии, чувствительные к электронам, и определять интенсивность электронов непосредственно, считая число следов электронов в фотоэмульсии.

Как стало известно после выполнения настоящей работы, впервые в β-спектроскопии толстослойные фотоэмульсии были использованы для исследования мягкой области β-спектра RaE в работе [1]. Трудности использования такой методики в магнитной β-спектроскопии состоят в том, что даже на специальных пластинках следы электронов имеют сравнительно малую плотность зерен, в связи с чем их не всегда легко выделить из зернистого фона пластинки. Кроме того, из-за сильного рассеяния следы электронов в области энергий от десятков до сотен килоэлектронвольт получаются в виде сложных запутанных кривых. Это обстоятельство сильно затрудняет счет числа электронов.

В настоящей работе мы поставили себе задачу: выяснить возможности применения толстослойных фотопластинок в β-спектроскопии, в частности для исследования спектров конверсионных электронов.

Для этой цели нами были опробованы пластинки НИКФИ, чувствительные к электронам, типа Р и радиографические типа МР.

При испытании пластинок типа Р были опробованы эмульсии различной толщины — 200, 100 и 50 μ. Лучшие результаты были получены с пла

тинками Р-50 (толщина эмульсии 50 μ). После фотообработки и сушки толщина эмульсии таких пластинок составляла всего 15—18 μ. Но даже такие тонкие слои оказались вполне достаточными для того, чтобы в них идентифицировать след электрона на зернистом фоне пластинки. Пластинки Р-50 имели еще и то преимущество, что фотообработка их не требовала большой затраты времени и специального оборудования. Такие же хорошие результаты дали исследования пластинок типа МР с толщиной эмульсии 10—15 μ. След электрона, вернее отрезок следа, в таких пластинках состоял всего из 5—10 зерен. Для того чтобы идентифицировать такой след, естественно, нужны более повышенные требования к качеству пластинок (малый зернистый фон). Фотообработка пластинок МР еще более проста и практически ничем не отличается от фотообработки, применяемой в обычной световой фотографии.

Особо тщательно исследовался вопрос подбора экспозиции при данной активности препарата и степени увеличения микроскопа при просмотре пластинок. Относительная величина экспозиции пластинки определялась следующими требованиями: с одной стороны, число следов электронов не должно быть слишком велико (иначе следы электронов перепутываются и их трудно сосчитать), но, с другой стороны, для уменьшения статистического разброса желательно, чтобы число электронов в поле зрения микроскопа не было малым. Как показали исследования, наиболее рациональное увеличение микроскопа — 300 ÷ 450. При этом желательно подобрать такие экспозиции, при которых в поле зрения микроскопа было бы не более 00 следов электронов. Однако это число может быть увеличено в полтора-ва раза, если просматривать под микроскопом пластинки, пропитанные одным раствором глицерина. В такой набухшей эмульсии следы электронов вытягиваются по вертикали и в микроскопе фокусируются небольшие участки следа, в которых электроны еще не успели значительно рассеяться. Такие следы легче разрешить и сосчитать.

Явным преимуществом в этом отношении обладают тонкослойные пластинки типа МР. Они позволяют с достаточной степенью точности считать о 500 следов (в сухом виде). Кроме того, пластинки МР, имея меньшую олщину эмульсии, могут обеспечить лучшую разрешающую способность. В то же время в толстослойных пластинках типа Р ширина электронной инии, обусловленная разрешающей способностью β-спектрометра, будет величиваться за счет рассеяния электронов в эмульсии.

Подсчет следов электронов производился при помощи бинокулярного икроскопа МБИ-2 с препаратоводителем СТ-12. Для удобства счета следов электронов в окуляр микроскопа вставлялась сетка. Регистрация числа электронов производилась нажатием кнопки нумератора. При таких ебольших приспособлениях однократная обработка под микроскопом ластинки длиной 10 см занимала 2—3 часа.

Для доказательства возможности применения толстослойных эмульсий β-спектроскопии мы исследовали спектр конверсионных электронов Ba^{137*}.

Был использован спектрометр типа Даниша с полкруговой фокусировкой и поперечным однородным магнитным полем. Разрешающая способность спектрометра была 0,6 ÷ 1 %. Максимальный радиус траектории лектрона 14 см. Для исследования электронов с энергией свыше 1 MeV, огда следы электронов близки к прямым линиям, предусматривался поворот кассеты с пластинками на 30 и 60° к плоскости падения электронов тем, чтобы проекция следа в эмульсии была видна.

Препарат Cs^{137} в виде хлористой соли выпариванием наносился на медную проволоку ϕ 0,28 мм и длиной 40 мм. Активность препарата составляла 6 μCu. Экспонировались пластинки типа Р-50 в течение 2,5 час.

На рис. 1 показан полученный нами спектр конверсионных электронов Ba^{137*}. Здесь на оси абсцисс отложены координаты пластинки, т. е. величина, пропорциональная $H\rho$, а по оси ординат — число следов электро-

нов в поле зрения микроскопа при увеличении 420×. Кривая представляет собой усреднение четырех кривых, снятых с одной и той же пластинки. При каждом новом снятии кривой пластинка несколько смещалась по вертикали. Подобная обработка пластинки позволяет с одного снимка набрать большую статистику. Как видно на рис. 1, ошибки измерений при четырехкратном просчете не превышают 5—8 % и могут быть еще уменьшены.

Исследования контрольной пластинки из той же партии показали, что 51±1 электрон нужно приписать фону, который успел накопиться в пластинке за время хранения. На рис. 1 этот фон показан пунктирной прямой. Остальные электроны общего фона, на котором расположены *K*-, *L*- и *M*-пики, принадлежат жесткому β-спектру Cs^{137}, который составляет всего 8 % от общего числа распадов.

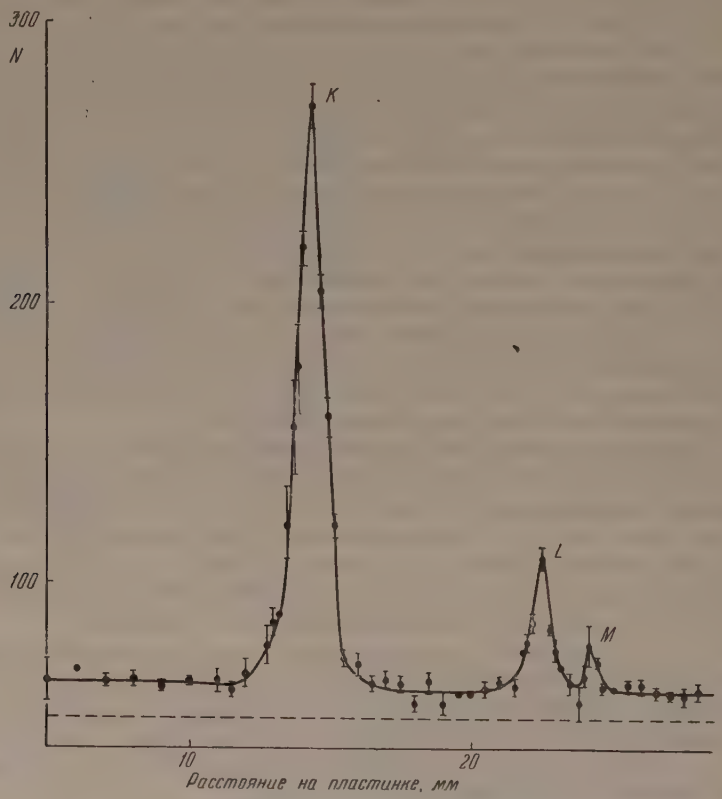


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов Ba^{137*}

Сравнение площадей *K*-, *L*- и *M*-пиков, приведенных к равным интервалам $H\rho$, дали значения отношений коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей Ba^{137*}, которые приведены в табл. 1. Ошибки измерений в табл. 1 представлены как среднеарифметические из обработки семи пластинок. Полученные в настоящей работе результаты хорошо согласуются с данными других авторов [2—7], полученными в β-спектрометрах при регистрации электронов β-счетчиками.

Таким образом, на примере спектра конверсионных электронов Ba^{137*} можно считать доказанной возможность применения толстослойных фотоэмульсий в β-спектроскопии.

Для сравнения продолжительности экспозиций, необходимых для заметного почернения рентгеновской пленки и для толстослойных пластинок, были выполнены измерения с одним и тем же препаратом Cs^{137} активностью 2,65 mCu. При этом для толстослойных пластинок оказалась

статочной экспозиция в 10 сек, для рентгеновской пленки — 1 час. олученные данные показывают, что чувствительность толстослойных пла- инок по сравнению с чувствительностью метода регистрации по плот- сти почернения в 300—500 раз больше. Новый метод, таким образом, зволяет исследовать изотопы с активностью в несколько микрокюри, о практически недоступно никаким другим методам.

Таблица 1

Экспериментальные коэффициенты внутренней конверсии γ-лучей Ba^{137*} по данным различных авторов

Данные	α_K/α_L	α_M/α_L	α_K/α_{L+M}
Наши	$5,9 \pm 0,1$	$0,28 \pm 0,02$	$4,9 \pm 0,1$
[2]	—	—	4,57
[3]	—	—	4,64
[4]	5,5	0,27	—
[5]	$6,0 \pm 0,1$	$0,28 \pm 0,02$	—
[6]	—	—	$4,52 \pm 0,07$
[7]	—	—	4,7

Такое увеличение чувствительности в сочетании с другими достоин- вами этой методики, дающими, в частности, возможность исследовать сьма короткопериодные изотопы, могут иметь значение при решении ряда просов β-спектроскопии.

Исследование изомерных переходов In^{113*} и In^{115*}

На основе разработанной методики регистрации электронов толстослой- ми фотопластинками были исследованы спектры конверсионных элек- онов изомеров In^{113*} и In^{115*}.

Исследование спектров In^{113*}

Препарат In^{113*} (химически выделенный из активного $Sn^{113+123}$* виде хлористой соли индия) наносился выпариванием на медную прово- ку ϕ 0,23 мм и длиной 40 мм. Чистота химического выделения индия оверялась по изменению γ- и β-активности во времени. Во всех случаях мерений как по γ-, так и по β-активности обнаружен только один период 5 мин, принадлежащий In^{113*}. Активность препарата определялась при мощи γ-счетчика с известной эффективностью. В различных сериях из- рений она колебалась в пределах $4 \div 7$ μCu. Экспонировались пла- инки Р-50 свежего полива со сроком хранения не более 7 дней. Время спозиции составляло 3 часа.

На рис. 2 показан спектр конверсионных электронов In^{113*}, получен- й от препарата активностью 7 μCu. Кривая представляет собой сумми- вание девяти кривых, снятых с одной и той же пластинки. Как пока- ли контрольные измерения, 31 ± 2 электрона нужно приписать фону астинки.

В табл. 2 приведены результаты наших измерений отношений коэф- циентов внутренней конверсии γ-лучей на K-, L- и M-оболочках атома ^{13*}, как среднее значение из 15 кривых, снятых с трех пластинок. той же таблице показаны теоретические значения, α_K/α_L, полученные траполяцией теоретических значений работы [8].

Как видно на рис. 2, L- и M-пики спектра конверсионных электронов ^{13*} разделились не полностью, поэтому более достоверными можно

* Разработка методики и химическое выделение In^{113*} из $Sn^{113+123}$ были произве- ы в химической лаборатории НИФИ-2 МГУ З. В. Пастуховой.

Таблица 2

Отношения коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей на *K*-, *L*- и *M*-оболочках изомеров Ba^{137*}, In^{113*} и In^{115*}

Изомер	T	$h\nu$, keV	Эксперим. значения		Теоретич. значение α_K/α_L		Вывод о типе излучения
			α_K/α_L	α_M/α_L	$E5$	$M4$	
Ba^{137*}	2,3 мин	661,6	$5,9 \pm 0,1$	$0,28 \pm 0,02$	4,0	6,15	$M4$
In^{113*}	105 мин	393,3	$4,0 \pm 0,4$	$0,27 \pm 0,05$	3,15	8,70	$E5$
In^{115*}	4,5 час	337	$4,4 \pm 0,5$	$0,46 \pm 0,06$	2,65	5,85	$E5$, $M4$, $E5 + M4$

считать значения α_K/α_{L+M}, приведенные в табл. 3. На основании полного коэффициента внутренней конверсии γ-лучей In^{113*}, измеренного

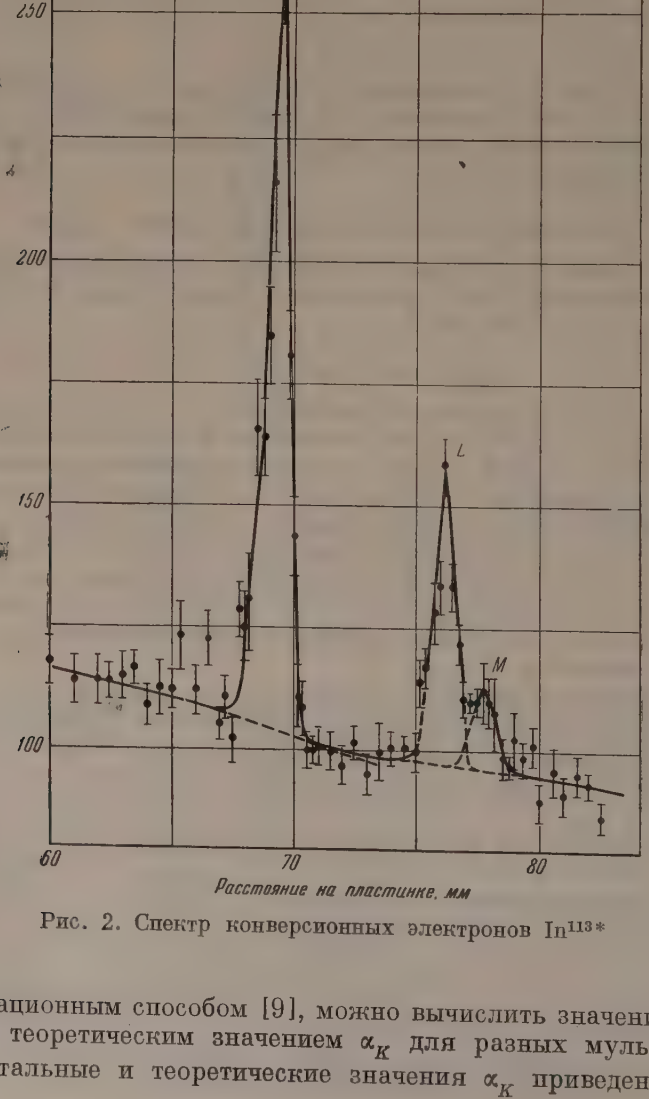


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов In^{113*}

нами ионизационным способом [9], можно вычислить значение α_K и сравнить его с теоретическим значением α_K для разных мультиполей [8]. Экспериментальные и теоретические значения α_K приведены в табл. 3

Таблица 3

Коэффициенты внутренней конверсии γ-лучей In^{113*} и In^{115*}

Изомер	Эксперимент. значения			Теоретич. значения α_K				Вывод о типе излучения
	α	α_K/α_{L+M}	α_K	*E*4	*M*3	*E*5	*M*4	
In^{113*}	$0{,}44 \pm 0{,}03$	$3{,}1 \pm 0{,}2$	$0{,}34 \pm 0{,}04$	0,102	0,104	0,338	0,460	*E*5
In^{115*}	$0{,}82 \pm 0{,}15$	$2{,}95 \pm 0{,}30$	$0{,}61 \pm 0{,}15$	0,22	0,24	0,68	0,88	*E*5

Исследование спектров In^{115*}

Препарат In^{115*} выделялся химическим путем из Cd^{115*}. Невесомые оличества активного In^{115*} в виде хлористой соли выпариванием нано-ились на медную проволоку ϕ 0,23 мм и длиной 40 мм. Чистота химиче-кого выделения препарата проверялась по периоду полураспада γ- и -активности. Во всех сериях измерений как по γ-, так и по β-активности ыл обнаружен только один период $T=4{,}5$ час, принадлежащий In^{115*}. ктивность преперата In^{115*} измерялась γ-счетчиком и составляла —3 μCu. Для регистрации спектра конверсионных электронов использо-ались пластинки типа Р-50, которые экспонировались в течение 3,5 час. сего было получено два снимка и произведено шесть серий измерений. табл. 2 показаны полученные значения отношений коэффициентов внут-енней конверсии In^{115*} на разных оболочках атома.

На основании ранее полученных нами значений полного коэффици-ента внутренней конверсии γ-лучей In^{115*} [9] было вычислено значение $_K$. Экспериментальные значения α и α_K приведены в табл. 3.

Мультипольность радиационных переходов Ba^{137*}, In^{113*} и In^{115*}

Сравнение экспериментально полученных данных для α_K/α_L с теорети-ескими значениями (табл. 2) показывает, что в случае изомерного пере-ода Ba^{137*} имеет место γ-излучение типа *M*4. Этот вывод находится полном согласии с выводами других авторов [2—7].

Сравнение экспериментальных значений α_K и α_K/α_L для In^{113*} и n^{115*} с теоретическими значениями (табл. 2 и 3) показывает наличие обоих случаях излучения типа *E*5. Правда, для In^{115*} этот вывод менее остоверен, так как экспериментальное значение α_K/α_L одинаково лизко к теоретическим значениям α_K/α_L как для излучения типа *E*5, ак и для *M*4.

Выводы настоящей работы не противоречат теории ядерных оболочек, оторая допускает для In^{113*} и In^{115*} оба типа перехода *E*5 и *M*4. Од-ако нужно заметить, что при энергиях возбуждения 300÷400 keV в тех лучаях, когда допустимы переходы и *E*5 и *M*4, более вероятны последние 0]. Повидимому, только этим можно объяснить, что все авторы на осно-ании своих экспериментальных данных, которые в основном совпадают данными настоящей работы, все же делают вывод о наличии у In^{113*} и n^{115*} γ-излучения типа *M*4.

Уменьшение теоретических значений α_K по сравнению с [8] для излу-ений типа *E*5 и *M*4, которого можно ожидать на основе более точных асчетов с учетом конечных размеров ядер [11] при $Z=49$ и энергии воз-уждения порядка 300÷400 keV, повидимому, не может превышать

* Разработка методики выделения In^{115*} из Cd^{115} и химическое выделение про-ведено в химической лаборатории НИФИ-2 МГУ под руководством Н. П. Руденко.

5 %. Вследствие этого более точные расчеты α_K не могут изменить вывод настоящей работы о типе излучения изомерных переходов In^{113*} и In^{115*}.

Подобный случай имеет место в несферичных четно-четных ядрах. Недавно теоретическое исследование таких ядер было произведен И. С. Шапиро [12]. Он показал, что существуют дополнительные правил отбора, которые в некоторых случаях полностью могут подавить магнит ные переходы. Данные исследования И. С. Шапиро нельзя применит к ядрам In^{113*} и In^{115*}, так как последние являются нечетно-нечетными но этот пример наглядно показывает, что еще не все правила отбора в на стоящее время известны.

2-й Научно-исследовательский физический институт
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Pniewski J., Acta Phys. Polon., **11**, *3—4*, 215 (1953).
2. Kelly W., Phys. Rev., **85**, 101 (1952).
3. Grawes A., Langer L., Moffat R., Phys. Rev., **88**, 344 (1952).
4. Bandel W., Shore F., Becker R., Phys. Rev., **87**, 195 (1952).
5. Долишнюк Б., Драбкин Г., Орлов Л., Русинов Л., ДАН СССР, **92**, 1141 (1953).
6. Maerker R., Birkhoff R., Phys. Rev., **89**, 1159 (1953).
7. Waggoner M., Phys. Rev., **82**, 906 (1951).
8. Rose M., Goertzel G., Spinard B., Harz J., Strong P., Phys Rev., **83**, 79 (1951).
9. Антонова И., Эстулин И., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 79 (1953)
10. Грошев Л., Шапиро И., Спектроскопия атомных ядер.— ГИТТЛ М.— Л., 1952.
11. Слив Л., ЖЭТФ, **21**, 770 (1951).
12. Шапиро И., ЖЭТФ, **30**, 975 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

П. И. ЛУКИРСКИЙ и О. И. СУМБАЕВ

ДВУХМЕТРОВЫЙ КРИСТАЛЛ-ДИФФРАКЦИОННЫЙ γ-СПЕКТРОМЕТР

В последние годы получили существенное развитие методы точного измерения энергии γ-излучения. Начало повышенного интереса к ним было положено рядом работ группы Дюмонда [1—6], выполненных на кристаллическом спектрометре. Особый интерес вызвала работа по определению длины волны аннигиляционного излучения, знание которой позволяет вычислить массу позитрона [1]. В ряде последующих работ [2—5] была выработана методика прецизионных определений длин волн и на магнитных спектрометрах.

Точность современных измерений достигает нескольких сотых и даже тысячных долей процента [6], приближаясь к точности, с которой известны некоторые атомные константы. Таким образом, уже в настоящее время ставится вопрос об уточнении универсальных постоянных методами γ-спектроскопии [3, 7].

Большинство спектрометров требует для точных измерений энергии предварительной градуировки. В связи с этим возникает необходимость в проведении прецизионных измерений для ряда линий в возможно большем диапазоне длин волн. Наличие большого числа изотопов с такими «опорными точками» позволит произвести точную градуировку приборов с использованием наиболее удобных в каждом конкретном случае источников.

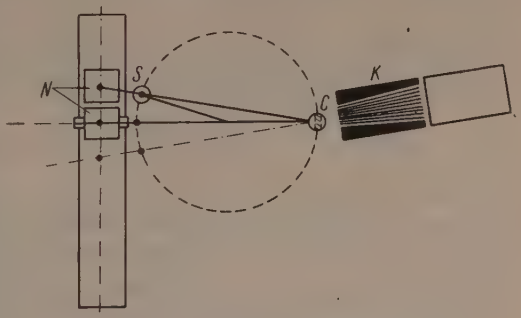


Рис. 1. Принципиальная схема фокусирующего кристалл-дифракционного γ-спектрометра: S — источник, C — кварцевый кристалл, K — коллиматор, N — каретки кристалла и источника

Очевидно, наконец, что приборы, дающие возможность производить точные измерения энергии γ-линий, могут быть использованы и для изучения новых спектров. Точное знание энергий переходов позволяет в ряде случаев значительно снизить число возможных вариантов схемы распада [8].

Нами построен двухметровый фокусирующий кристалл-дифракционный γ-спектрометр типа спектрометра Дюмонда [9]. На рис. 1 приведена принципиальная схема прибора. γ-Кванты из источника S падают на кварцевый кристалл C, изогнутый по дуге с радиусом кривизны 2 м. Кристалл зажат между выпуклым и вогнутым стальными цилиндрическими зеркалами, изготовленными с оптической точностью.

До изгиба кристалл имеет вид плоско-параллельной пластинки размером $50 \times 30 \times 2$ мм, вырезанной из монокристалла кварца так, что рабочие плоскости (в нашем случае $(31\bar{4}0)$ или $(11\bar{2}4)$) располагаются перпен-

дикулярно к большой стороне пластинки. γ-Кванты с длиной волны, для которой выполняется условие Брегга: $\lambda = 2\,d \sin \vartheta$, образуют дифрагированный пучок, распространяющийся под небольшим углом к значительно более интенсивному прямому пучку.

Для того чтобы задержать прямой пучок, служит многощелевой коллиматор K. Коллиматор представляет собой систему из 26 клиновидных щелей, имеющих на входе ширину в 1 мм и образованных радиально расположенными латунными плоско-параллельными пластинами. Длина

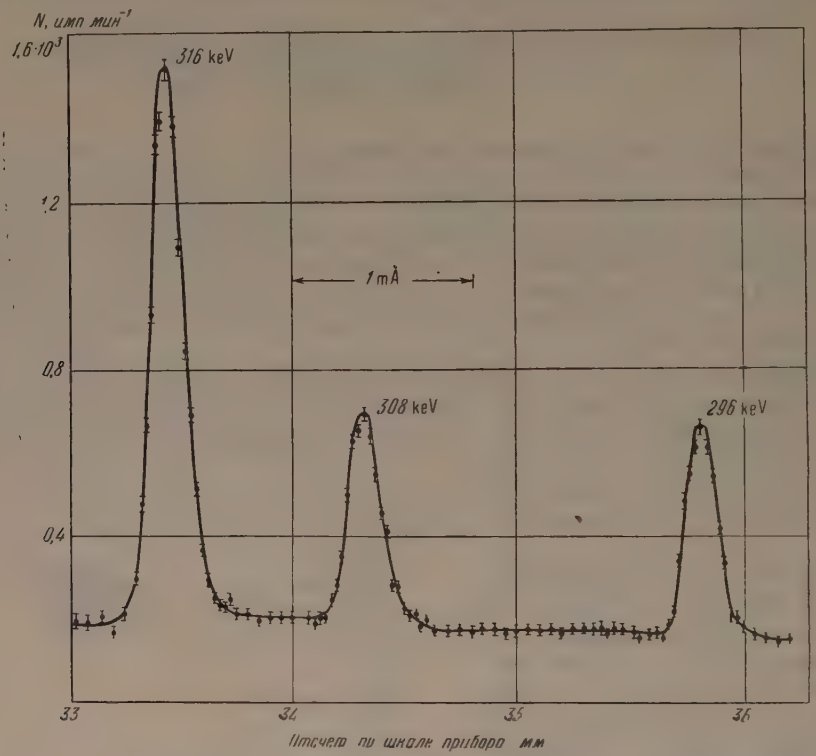


Рис. 2. Часть γ-спектра Ir^{192}, полученного при помощи фокусирующего кристалл-дифракционного γ-спектрометра

коллиматора 100 см. Коллиматор пропускает 40—45% квантов, падающих параллельно оси, и значительно (в 10^5 раз) ослабляет пучок, распространяющийся под углом, большим 8′ к оси коллиматора. Кванты, пропущенные коллиматором, регистрируются сцинтилляционным спектрометром с кристаллом CsJ(Tl) ф 50 мм и высотой 20 мм и фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-19 [10]. Увеличение размеров кристалла до величины выходного окна коллиматора (70×60 мм) позволило бы значительно увеличить светосилу прибора. Настраивая сцинтилляционный спектрометр на определенный интервал энергий, удается значительно снизить фон без существенного снижения эффективности регистрации исследуемых квантов.

При изучении спектра осуществляется согласованное движение кварцевого кристалла и источника, обеспечивающее диффрагированному пучку постоянное направление в пространстве. Коллиматор и сцинтилляционный счетчик могут поэтому оставаться неподвижными. Движение источника и кристалла осуществляется при помощи микрометрических винтов. Положение кареток кристалла и источника (N) отсчитывается по шкалам с точностью до 0,01 мм. Таким образом, отпадает необходимость в градуировке микрометрических винтов и исключаются ошибки, связанные

с их несовершенством. Отсчеты по шкалам пропорциональны $\sin\vartheta$, а следовательно, и длине волны γ-излучения.

Наличие плато на характеристике пропускания коллиматора (зависимость прозрачности от угла относительно оси коллиматора) позволяет осуществлять ступенчатое передвижение источника примерно через 1 мм и производить изучение контура одиночной линии при неподвижном источнике.

Таблица 1

К определению длины волны γ-линии 316 keV Ir^{192}

№ серии	$2l$	$2l-\overline{2l}$
1	66,415	0,007
2	66,384	—0,024
3	66,403	—0,005
4	66,396	—0,012
5	66,416	0,008
6	66,403	—0,005
7	66,397	—0,011
8	66,410	0,002
9	66,416	0,008
10	66,414	0,006
11	66,415	0,007
12	66,421	0,013
Среднее	$2l=66,408$	+0,051 —0,057

Юстировка прибора производилась оптически и на рентгеновском излучении.

Для проверки качества юстировки и определения основных параметров прибора был снят спектр γ-излучения Ir^{192}. Источником служила фольга из иридия размером 30 × 5 × × 0,2 мм, активированная нейтронами, расположенная торцом по направлению к кристаллу. Активность источника перед началом измерений составляла 1,2 Cu. При исследовании спектра были зарегистрированы линии 208, 296, 308, 316, 468, 485, 588, 604 и 612 keV. На рис. 2 в качестве иллюстрации приведена часть спектра с линиями 296, 308 и 316 keV. Полная ширина линий на половине высоты составляет 0,16 ÷ 0,19 мм, что соответствует следующей зависимости относительной полуширины от энергии:

$$\delta(\%) = (1,5 \div 1,7)\cdot 10^{-3} E\,(\text{keV}).$$

Таким образом, полуширина линий в области 300 keV равна примерно 0,45 %. Следует отметить, что ширина линий зависит от ширины источника; в нашем случае эффективная ширина источника определяется шириной щели свинцовой диафрагмы, поставленной перед источником, и составляет примерно 0,12 мм. Некоторое расширение линий при увеличении энергии (от 0,16 мм при 300 keV до 0,19 мм при 468 keV) можно объяснить просвечиванием краев свинцовой щели, что приводит к увеличению эффективной ширины источника.

Для того чтобы оценить величину случайной ошибки измерений, производилось многократное определение длины волны линии 316 keV. Линия изучалась при положении источника справа и слева от кристалла и измерялось расстояние между такими «зеркальными» линиями. Результаты двенадцати серий таких измерений приведены в табл. 1.

Среднеквадратичная ошибка ряда измерений оказалась равной $\pm$0,012 мм, среднеквадратичная ошибка результата — $\pm$0,0035 мм; среднее расстояние между зеркальными линиями — $\overline{2l} = 66,408$ мм.

Предполагалось, что шкала спектрометра должна быть линейной без введения каких-либо поправок. Для проверки этого предположения была вычислена постоянная прибора:

$$k = \lambda / \overline{2l} = 0,58987 \pm 0,00007 \text{ mÅ мм}^{-1},$$

где $\lambda = 39,172 \pm 0,004$ mÅ — длина волны линии 316 keV Ir^{192} [8], $\overline{2l} = 66,408 \pm 0,004$ мм — расстояние между зеркальными линиями.

Затем были измерены расстояния между зеркальными линиями с энергиями 468, 308 и 296 keV (по четыре измерения для каждой энергии) и

вычислены их длины волн по полученной постоянной. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Сравнение результатов измерения λ четырех линий γ-спектра Ir^{192}, полученных авторами статьи и Дюмондом

E, keV	$2\bar{l}$, мм	λ, mÅ		Δλ
		по нашим данным	по данным Дюмонда	
468	44,897	26,483 ± 0,010	23,489 ± 0,004	—0,006
316	66,408	39,172	39,172 ± 0,004	0,000
308	68,135	40,191 ± 0,010	40,189 ± 0,004	0,002
295	71,026	41,896 ± 0,010	41,888 ± 0,000	0,008

Как видно, наши данные хорошо согласуются с данными Дюмонда. Таким образом, в исследованной области длин волн нелинейность шкалы нашего спектрометра, без введения каких-либо поправок, не выходит за пределы статистических ошибок (±0,01 mÅ).

Ir^{192} принадлежит к числу немногих изотопов, для которых известны относительные интенсивности γ-переходов по данным ряда работ [11—13, 8]; эти интенсивности приведены в табл. 3.

Таблица 3

Относительные интенсивности γ-переходов Ir^{192} по данным различных авторов

E, keV [14]	[11]		[12]	[13]		[8]	
136,2	—		—	0,188		0,23	
174,0	—		—	0,058		—	
201,2	—		—	0,058		0,58	
205,4	0,27			0,25		4,35	
281,5	—			0,07		—	
295,8	3,0	14,1	9,09	1,88	9,77	22,0	105,2
308,4	3,1			2,02		21,4	
316,5	7,7			5,55		57,5	
374	—		—	0,036		—	
440	—		—	0,036		—	
467,8	4,1		4,58	4,1		17,4	
484,4	—		—	0,375		—	
588,7	0,33			0,46		0,64	
604,5	1,0	1,74	1,74	0,72	1,74	0,81	1,74
612,7	0,41			0,55		0,29	

В работах [11, 13] измерения производились по электронам конверсии и фотоэлектронам, в работе [12] — по электронам отдачи. Все эти данные довольно хорошо согласуются между собой и резко отличаются от результатов, полученных на кристаллическом спектрометре Дюмонда [8]. Представлялось интересным выяснить, связано ли это расхождение с неправильностью теоретических предпосылок, положенных в основу расчета кривой спектральной чувствительности кристалл-дифракционного спектрометра, или обусловлено иными причинами.

Мы произвели расчет кривой спектральной чувствительности, аналогичный расчету Дюмонда. Как известно, в своем расчете он учитывал:

а) самопоглощение в источнике, б) изменение коэффициента отражения от изогнутого кристалла с длиной волны γ-излучения, причем было сделано предположение, что коэффициент отражения пропорционален λ^2), в) эффективность сцинтилляционного счетчика.

Полученная нами теоретическая кривая, представляющая собой зависимость вероятности того, что испущенный γ-квант будет зарегистрирован на пике кривой, от энергии этого кванта (в keV), приведена на рис. 3 (кривая *1*). На том же графике нанесены экпериментальные точки, полученные из сопоставления чисел импульсов на максимумах линий, полученных на нашем спектрометре, с относительными интенсивностями из работы [13] и относительными интенсивностями, взятыми из работы Дюмонда [8]. Как видно, кривая спектральной чувствительности, полученная путем сравнения наших данных с данными работы [13] (кривая *2*), довольно хорошо совпадает с теоретической. Точки, соответствующие близким по энергиям линиям, образуют тесные группы, что указывает на хорошую точность отдельных измерений. Точки же, полученные при сравнении с данными Дюмонда (*3*, на рис. 3), вообще не ложатся на плавную кривую и совершенно не соответствуют ходу теоретической кривой спектральной чувствительности.

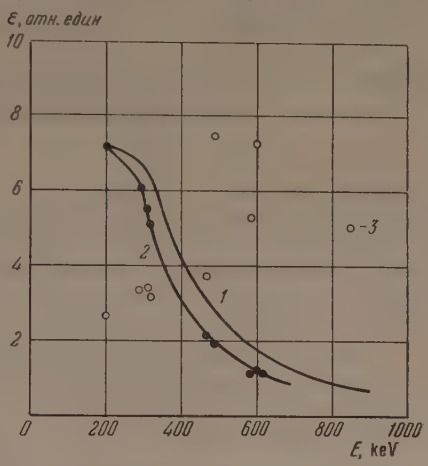


Рис. 3. Кривые спектральной чувствительности нашего прибора: *1* — теоретическая, *2* — экспериментальная (получена при использовании относительных интенсивностей из работы [13]), *3* — результаты, полученные при использовании относительных интенсивностей из работы [8]

Таким образом, при использовании расчетной кривой спектральной чувствительности наши результаты могут быть хорошо согласованы с данными работ [11—13] и совершенно не согласуются с данными группы Дюмонда [8].

В заключение следует отметить, что благодаря иной, по сравнению со спектрометром группы Дюмонда, конструкции коллиматора в нашем приборе отсутствует подъем фона с уменьшением длины волны, наблюдавшийся у Дюмонда. Измерения с источником Ta^{182} показали, что фон остается постоянным при энергиях по крайней мере до 1,5 MeV.

Авторы благодарны З. П. Балон, затратившей много времени и сил при разработке механической части спектрометра. Авторы благодарят также конструктора В. С. Степанова и коллектив завода «Эталон», на котором был построен прибор.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии
им. Д. И. Менделеева

Цитированная литература

1. Du-Mond J., Lind D., Watson B., Phys. Rev., **75**, 1226 (1949).
2. Hedgran A., Lind D., Phys. Rev., **82**, 127 (1951).
3. Lindström G., Phys. Rev., **83**, 465 (1951).
4. Lindström G., Phys. Rev., **87**, 678 (1952).
5. Graig M., Phys. Rev., **85**, 688 (1952).
6. Du-Mond J., Cohen E., Rev. Mod. Phys., **25**, 691 (1953).
7. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 98.— Amsterdam, 1955.
8. Muller D., Hoyt H., Klein D., Du-Mond J., Phys. Rev., **88**, 775 (1952).

9. Du-Mond J., Rev. Sci. Instr., **18**, 626 (1947).
10. Константинов А., Сумбаев О., Чекин В., Изв. АН СССР Серия физич., **20**, 347 (1956).
11. Башилов А., Антоньева Н., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 264 (1952).
12. Глазунов М., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР Серия физич., **19**, 294 (1955).
13. Johns M., Nablo S., Phys. Rev., **96**, 1599 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Н. Н. ДЕЛЯГИН, Г. А. КУЗНЕЦОВА и В. С. ШПИНЕЛЬ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЖЕСТКОГО γ-ИЗЛУЧЕНИЯ Ir^{192*} ПРИ ПОМОЩИ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Схема распада Ir^{192} была установлена в результате ряда работ, выполненных в 1951—1952 гг. [1—4]. В последнее время в спектре γ-излучения Ir^{192} были обнаружены новые γ-переходы [5—8], что позволило уточнить и дополнить схему распада. Наиболее полная схема распада дана в работе [6], где введены два новых возбужденных уровня Pt^{192} (1155 и 1359 keV). Уровень 1359 keV был введен на основании наличия нескольких слабых γ-переходов с этого уровня на более низкие возбужденные состояния Pt^{192}.

В настоящей работе γ-излучение Ir^{192} было исследовано в области наиболее жестких γ-переходов, а также был произведен анализ относительных интенсивностей переходов и сравнение их с существующими теоретическими формулами.

Измерения производились при помощи люминесцентного спектрометра, в котором использовался кристалл NaJ(Tl) с фотоумножителем ФЭУ-19 и одноканальный дифференциальный дискриминатор. Относительная полуширина линии 661 keV Cs^{137}, полученная на нашем спектрометре, составляла 9,5%. Спектрометр был снабжен схемой автоматической стабилизации положения спектральной линии, принцип которой описан в работе [9]. Применение этой схемы позволило исключить возможное влияние на измерения различных нестабильностей аппаратуры.

При расшифровке сложных γ-спектров, полученных на люминесцентном спектрометре, встречаются трудности, связанные с наложением друг на друга импульсных распределений от отдельных монохроматических γ-линий. Для того чтобы произвести расшифровку спектра γ-излучения, а также для градуировки энергетической шкалы спектрометра, предварительно были исследованы спектры для γ-источников с простой схемой распада (Hg^{203}, Au^{198}, Cs^{137}, Zn^{65}, Co^{60}, Na^{24}). Эти же источники были использованы для градуировки спектрометра по эффективности. Для этого на прокалиброванном гейгеровском счетчике измерялась абсолютная активность источников (калибровочная кривая для счетчика была взята из измерений И. Эстулина и И. Антоновой); затем измерялся их γ-спектр на люминесцентном спектрометре и за меру эффективности принималась площадь пика полной энергии (фотопика), отнесенная к единице активности.

Измерения производились нами с источником Ir^{192} активностью 26 mCu. Для обеспечения нормальной работы аппаратуры, а также для исключения фона совпадений γ-квантов в кристалле мягкая и наиболее интенсивная часть γ-излучения Ir^{192} поглощалась свинцовым фильтром толщиной 20 мм.

Полученный нами в этих условиях спектр γ-излучения Ir^{192} изображен на рис. 1. Наиболее интенсивные γ-переходы с энергией 296, 308 и 316 keV при измерениях с фильтром на спектре не видны. В пик 470 keV дают вклад, кроме интенсивного перехода 468 keV, также и слабые переходы 484 и 440 keV; пик 605 keV представляет собой сумму трех переходов: 605, 613 и 589 keV. В области более жестких переходов, кроме известных ранее линий 785, 885 и 1070 keV, нами обнаружен новый переход с энер-

гией 1360 keV. Интенсивность этого перехода определена в $(2,5 \pm 1,2) \times$ $\times 10^{-4}$ по отношению к линии 605 keV и в $(1,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ по отношению к линии 470 keV. Используя данные об интенсивностях переходов, образующих пики 470 и 605 keV, приведенные в работах [4, 6, 7], можно рассчитать интенсивность перехода 1360 keV на распад. Она равна $6,3 \times 10^{-5}$ с возможной ошибкой в 80 %, поскольку интенсивности линий 470 и 605 keV известны в настоящее время с точностью порядка 20 %. Слабый переход с энергией 1210 keV, обнаруженный в работе [5], в наших измерениях замечен не был. В схеме распада Ir^{192} переход 1360 keV соответствует прямому переходу с возбужденного уровня 1359keV в основное состояние Pt^{192}. Для того чтобы убедиться, что фотопик 1360 keV обусловлен реальным переходом, а не совпадениями квантов в кристалле, мы сделали контрольные измерения с раз-

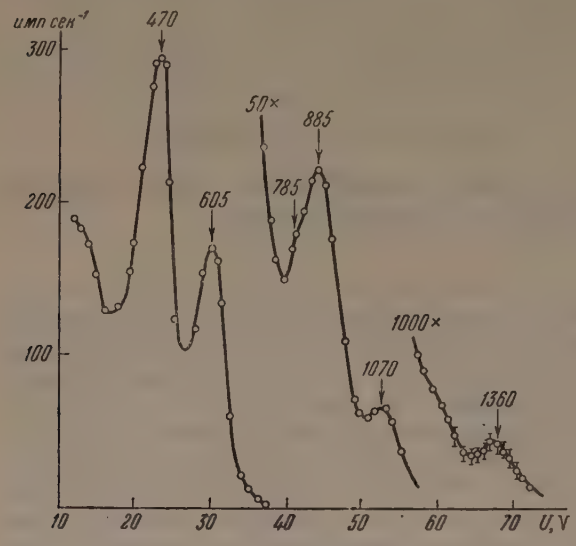


Рис. 1. γ-Спектр Ir^{192}, полученный на люминесцентном спектрометре

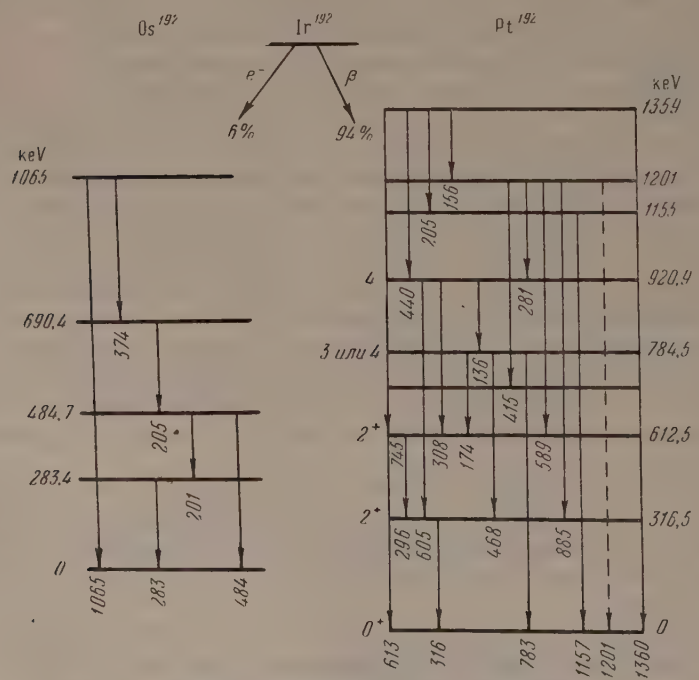


Рис. 2. Схема распада Ir^{192}

ными телесными углами источника по отношению к регистратору. Таким образом было выяснено, что фотопик 1360 keV обусловлен реальным

переходом. Схема распада Ir^{192}, данная в работах [4, 6] и дополненная γ-переходом 1360 keV, приведена на рис. 2.

Относительные интенсивности γ-переходов, данные в работах [4, 6], были нами сравнены с теоретическими, рассчитанными по формуле Вайскопфа [10], основанной на представлении об одночастичных переходах. В расчетах мы использовали значения спинов возбужденных состояний Pt^{192}, определенные в работе [11], при помощи измерения угловой γ-γ-корреляции. Четности первых двух возбужденных состояний Pt^{192} можно считать положительными, поскольку из данных по коэффициентам конверсии [4] для переходов 296, 316 и 613 keV следует, что эти переходы являются переходами типа $E2$. Точность измерений коэффициентов конверсии, повидимому, не исключают смешанных $E2+M1$-переходов.

Отношение интенсивностей переходов с двух возбужденных уровней на низшие уровни по данным разных авторов

Уровень, keV	Сравниваемые переходы	Экспериментальные значения по данным разных авторов		Теоретическое значение
		[4, 7]	[6]	
921	I_{308}/I_{605}	3,3	2,8	0,03
1200	I_{589}/I_{885}	10	7,1	< 1

С возбужденного уровня 613 keV наблюдается как прямой переход в основное состояние Pt^{192}, так и каскадный переход. Согласно формуле Вайскопфа интенсивность прямого перехода ($E2$) должна быть в 50 раз меньше, чем интенсивность каскадного перехода ($M1$). Фактически прямой переход, по данным разных авторов, слабее каскадного только в 3,4—8 раз. Это можно объяснить, предположив, что переход 296 keV является смешанным (84÷93 %$E2$ + 7÷16 % $M1$).

Принципиальные противоречия с формулой Вайскопфа обнаруживаются при сравнении интенсивностей переходов с какого-либо высшего возбужденного уровня Pt^{192} на уровни 316 и 613 keV, имеющие одинаковые значения полных моментов и четностей. Соответствующие данные для переходов с уровней 921 и 1200 keV даны в таблице.

Из этих данных видно, что существенно бóльшую интенсивность имеют переходы с меньшей энергией, тогда как по формуле Вайскопфа должна наблюдаться обратная зависимость. Так, если оба перехода 308 и 605 keV — квадрупольные, то переход 605 keV должен был бы быть в 30 раз интенсивнее перехода 308 keV. Такое расхождение с формулой Вайскопфа говорит о том, что в данном случае переходы не являются одночастичными, а имеют иную природу. Естественнее всего связывать наблюдаемые интенсивности с коллективными свойствами ядер, в частности, была сделана попытка объяснить расхождение с формулой Вайскопфа запретом по квантовому числу K, которое определяет собой проекцию механического момента ядра на ось симметрии ядра [12]. К сожалению, существующие в настоящее время теоретические формулы получены лишь для случая сильно деформированных ядер, где K является точным квантовым числом. В случае ядра Pt^{192}, которое расположено сравнительно недалеко от заполненной оболочки $Z = 82$, это, повидимому, не имеет места, поэтому расчет, проведенный на основании формул работы [12], также не дал согласия с экспериментально наблюдаемыми относительными интенсивностями.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Cork J., Leblanc J., Sttoddard A., Childs W., Brangon C., Martin D., Phys. Rev., 82, 258 (1951).
2. Muller D., Hoyt H., Klein D., Du-Mond W., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
3. Шпинель В., Форафонтов Н., ЖЭТФ, 21, 1376 (1951).

4. Башилов А., Антоньева И., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 264 (1952).
5. Pringle R., Turchinetz W., Taylor H., Phys. Rev., **95**, 115 (1954).
6. Jons M., Nablo S., Phys. Rev., **96**, 1599 (1954).
7. Глазунов М., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., **19**, 294 (1955).
8. Grard F., Danguy L., Franeau T., J. Phys. et Rad., **16**, 839 (1955).
9. Waard H., Nucleonics, **13**, *7*, 36 (1955).
10. Блатт Д., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика.— ИЛ, М., 1955.
11. Taylor H., Pringls R., Phys. Rev., **99**, 1345 (1955).
12. Alaga G., Alder R., Bohr A., Mattelson B., Dan. Mat. Fys. medd., **29**, *9* (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Н. Н. ДЕЛЯГИН, А. А. СОРОКИН, Н. В. ФОРАФОНТОВ и В. С. ШПИНЕЛЬ

СХЕМА РАСПАДА Zr^{97} и Nb^{97}

Введение

Цепочка радиоактивных переходов $Zr^{97} \rightarrow Nb^{97} \rightarrow Mo^{97}$ исследовалась рядом авторов. Сводка полученных результатов и соответствующая библиография приведены в работе [1]. Следует считать надежно установленным, что Zr^{97} путем β-распада возбуждает изомерный уровень 0,747 MeV Nb^{97}, который, распадаясь с периодом 60 сек, переходит в основное состояние Nb^{97}.

β-спектр Zr^{97} — простой с верхней границей $E_\beta = 1{,}91$ MeV. Затем Nb^{97} претерпевает β-распад $E_\beta = 1{,}267$ MeV, сопровождаемый γ-лучами с энергией $E_\gamma = 0{,}665$ MeV. В работе [1] с препаратом $Zr^{97} + Nb^{97}$ был обнаружен мягкий β-спектр с верхней границей $E_\beta = 0{,}48$ MeV и жесткое γ-излучение малой интенсивности.

На Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии в 1955 г. нами были доложены результаты исследований распада этих ядер, выполненные методом β-γ- и γ-γ-совпадений. Таким методом из суммарного β-спектра $Zr^{97} + Nb^{97}$ удалось выделить мягкий β-спектр Zr^{97} вместе с β-спектром Nb^{97}, и, кроме того, с этим же препаратом были обнаружены γ-γ-совпадения с интенсивностью ~ 10 %. Энергия каскадных γ-квантов, оцененная методом поглощения, оказалась ~0,7 MeV и >1 MeV. С целью уточнения полученных данных мы повторили в настоящей работе наши измерения с улучшенной аппаратурой.

Источник

Радиоактивный источник Zr^{97} мы получали путем облучения циркония нейтронами в реакторе в течение 10 ÷ 24 час. Малое содержание Zr^{96} (2,6 %) в естественной смеси изотопов и малое сечение активации (0,1 — 0,2 барн) обусловливают низкую удельную активность получаемых таким способом препаратов. В этом случае необходимо уделять большое внимание чистоте исходного сырья, особенно при исследовании малоинтенсивных β- и γ-переходов. В большинстве измерений в качестве сырья, вместо применявшейся ранее окиси циркония, мы использовали металлический Zr, полученный иодидным методом. Присутствующие в нем примеси гафния и титана в количестве 1—2%, а также возникающий при облучении Zr^{95} не влияют на результаты измерений, так как периоды полураспада соответствующих изотопов много больше, чем у Zr^{97}.

Возможные поверхностные загрязнения (в основном натрием) удалялись промывкой в азотной кислоте после облучения. В ряде контрольных измерений облучению подвергался порошок ZrO_3, обогащенный изотопом Zr^{96} в 16 раз.

γ-Спектр

Спектр γ-лучей $Zr^{97} + Nb^{97}$ изучался на однокристальном люминесцентном спектрометре с кристаллом NaJ(Tl) и фотоумножителем ФЭУ-19. Кристалл иодистого натрия толщиной 12 мм, ϕ 30 мм, с отражателем из MgO герметически упакован в алюминиевом контейнере. На своем пути

к кристаллу γ-лучи проходят алюминиевую фольгу толщиной 0,4 мм и слой магнезии в 1 мм. Измерения проводились без коллимации пучка. В этих условиях относительная полуширина фотоэлектронной линии Cs^{137} составляла 12 %. Применение свинцовых коллиматоров с отверстием ϕ 3 ÷ 7 мм и высотой 40 мм уменьшает полуширину линии до 9—10 %. Линейность энергетической шкалы спек-

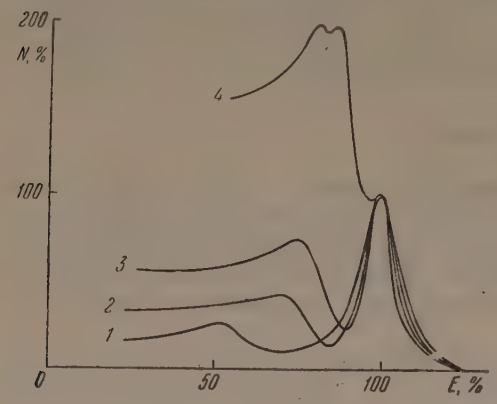


Рис. 1

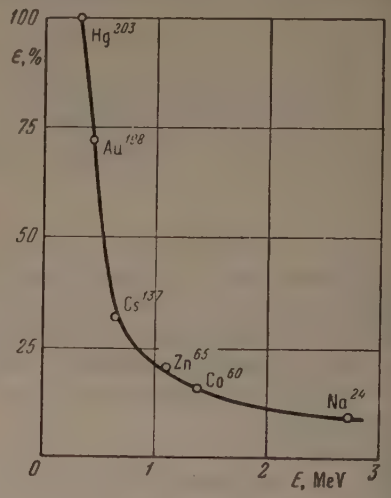


Рис. 2

Рис. 1. Формы γ-спектров Hg^{203}, Cs^{137}, Zn^{65}, Na^{24}, получаемые на люминесцентном спектрометре: *1* — Hg^{203}, $E_\gamma = 0{,}279$ MeV; *2* — Cs^{137}, $E_\gamma = 0{,}661$ MeV; *3* — Zn^{65}, $E_\gamma = 1{,}118$ MeV; *4* — Na^{24}, $E_\gamma = 2{,}760$ MeV

Рис. 2. Кривая эффективности люминесцентного γ-спектрометра

трометра контролировалась по γ-излучению Hg^{203}, Au^{198}, Cs^{137}, Zn^{65}, Co^{60}, ThC″ и Na^{24}.

При расшифровке сложного γ-спектра, полученного при помощи люминесцентного спектрометра, мы производили разложение его на отдельные компоненты, используя стандартные формы спектров, полученные для известных γ-линий. Вид этих стандартных спектров, приведенных к равной высоте пика полной энергии (фотопик), изображен на рис. 1. Здесь по оси абсцисс отложена энергия, выраженная в процентах от энергии фотопика. Интенсивность γ-линий определялась по площади пика полной энергии на градуировочной кривой для относительной эффективности γ-спектрометра и излучению различной энергии (рис. 2). Метод получения кривой эффективности спектрометра указан в работе [2]. Погрешность в определении эффективности спектрометра в основном обусловлена неточностью в определении абсолютной активности источников (6 %) и неточностью в измерении площадей фотопиков (10 ÷ 15 %).

На рис. 3 изображен γ-спектр $Zr^{97} + Nb^{97}$, полученный с упомянутым выше обогащенным источником. Из рисунка видно, что, кроме интенсивных фотопиков, обусловленных хорошо известными γ-лучами 0,665 и 0,750 MeV Zr^{97} и Nb^{97}, в спектре наблюдается несколько максимумов в интервале энергий 1,0÷2,6 MeV. Наблюдение за ослаблением интенсивности жесткой части спектра дает для периода полураспада значение 17 ± 1 час, соответствующее изотопу Zr^{97}. Положение этих максимумов отвечает энергиям электронов, приведенным в таблице.

Произведя последовательное вычитание стандартных форм спектра, начиная с жесткой линии, можно придти к заключению о происхождении каждого максимума. Результаты такой расшифровки, приведенные в таблице, показывают, что все максимумы, за исключением самого жесткого, обусловлены наложением друг на друга импульсных распределений от отдельных монохроматических γ-линий, энергия и интенсивности которых

также даны в таблице. Интенсивности даны в процентах от общего числа распадов. К сожалению, следует заметить, что расшифровка такого слож-

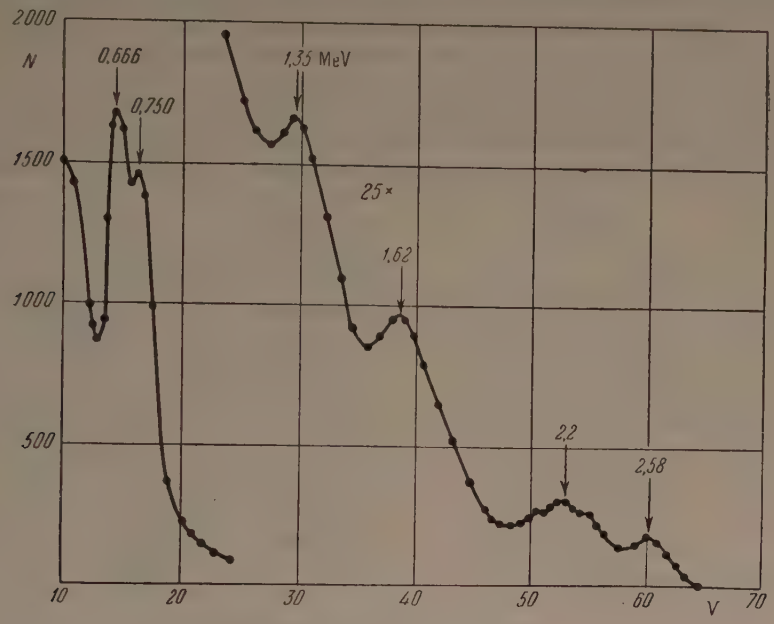


Рис. 3. γ-Спектр $Zr^{97} + Nb^{97}$

Максимумы γ-спектра $Zr^{97} + Nb^{97}$

Энергия максимума, MeV	Происхождение максимума	Энергия γ-линии, MeV	Интенсивности γ-линии, %
2,58	$Ф_1$★	$2,58 \pm 0,05$	≤ 1
2,3	$К_1$	—	—
2,2	$Ф_2$	$2,2 \pm 0,05$	$\sim 1 \div 2$
2,1	$П_1$	—	—
1,62	$Ф_3 + П_1 + П_2$	$1,62 \pm 0,03$	$\sim 1,5$
1,35	$Ф_4 + К_3$	$1,35 \pm 0,05$	$\sim 3 \div 5$
1,15	$К_4 + П_3 + П_2$	—	—

ного спектра не является однозначной. Дополнительные сведения о жестком γ-излучении мы получили, исследуя γ-γ-совпадения.

Установка для исследования γ-γ-совпадений

Изучение каскадного γ-излучения производилось на люминесцентном спектрометре совпадений. В этом спектрометре использован принцип быстро-медленных совпадений, позволяющий сочетать малое разрешающее время схемы совпадений ($\sim 10^{-8}$ сек) с одновременным амплитудным анализом импульсов. Блок-схема спектрометра изображена на рис. 4. В качестве детекторов используются стандартные заводские кристаллы NaJ(Tl) ϕ 30 мм, толщиной 15 мм, и фотоумножители ФЭУ-19 с перетяжкой. Импульсы с анодов фотоумножителей *1* подаются на быструю схему совпадений, устройство которой аналогично схемам, описанным в работах [3, 5]. Эти импульсы ограничиваются по амплитуде ограничивающими пентодами 6Ж1П *5* и поступают на линию переменной задержки *6*. Эта

★ *Ф*, *К*, *П* — фото-, комптон- и парный пик, соответственно.

линия состоит из последовательно включенных отрезков кабеля РК-50 ($\rho = 150\,\Omega$) длиной по 50 см.

В местах соединения кабелей осуществляется скользящий контакт с кристаллическим диодом ДГС-4 *8*, отбирающим совпадения. Передвигая каретку с кристаллом вдоль линии, можно найти положение, соответствующее максимальному счету истинных совпадений или счету только случайных совпадений. Разрешающее время схемы совпадений определяется в основном длиной формирующего кабеля 7 (кабель РК-1, $\rho = 77\,\Omega$) и до некоторой степени смещением, поданным на диод *8*. Импульсы совпадений,

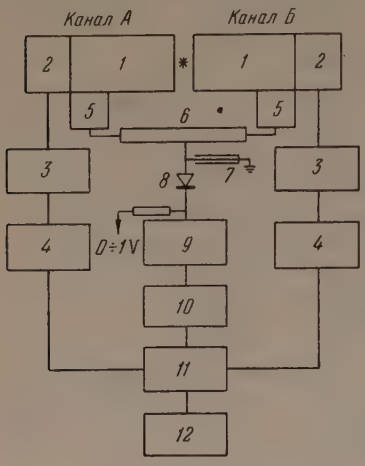


Рис. 4

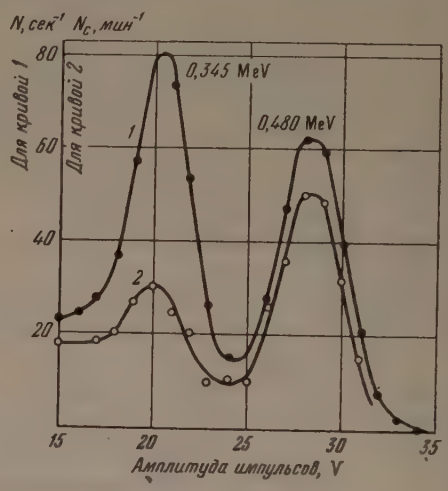


Рис. 5

Рис. 4. Блок-схема установки для исследования γ-γ-совпадений: *1* — счетчики и фотоумножители, *2* — катодные повторители, *3* — линейные усилители, *4* — анализаторы, *5* — ограничители, *6* — линия переменной задержки, *7* — формирующий кабель, *8* — кристаллический диод, *9* — усилитель, *10* — дискриминатор, *11* — схема тройных совпадений, *12* — пересчетная схема

Рис. 5. *1* — Участок γ-спектра $Hf^{175,181}$, включающий линии 0,345 и 0,480 MeV; *2* — γ-спектр совпадений с γ-квантами 0,132 и 0,135 MeV Hf^{181}

пропущенные кристаллом, усиливаются усилителем *9* с коэффициентом усиления 1000 и полосой пропускания 4 MHz и поступают на дискриминатор *10*, обрезающий шумы усилителя и одиночные импульсы, просочившиеся через паразитную емкость кристаллического диода. Для обеспечения наибольшей эффективности счета совпадений необходимо, чтобы импульсы с фотоумножителей имели возможно бóльшую амплитуду. При использовании выбранных умножителей, неравномерного делителя напряжения и при напряжении питания 2,2 kV импульсы на анодах умножителей от γ-лучей Co^{60} достигают 100 V.

Импульсы для амплитудного анализа берутся с девятых динодов умножителей. Оттуда они через катодный повторитель *2* поступают на линейный усилитель *3* и одноканальный амплитудный анализатор *4*. Усилители представляют собой трехламповые секции с обратной связью [6] и имеют коэффициент усиления 100, 50 и 20 при линейности выходного напряжения до 100 V. Анализаторы *4* и дискриминатор быстрой схемы совпадений *10* включены на схему тройных совпадений *11* с разрешающим временем $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Таким образом, пересчетная схема *12* считает только совпадения, происшедшие между γ-лучами определенной энергии, выделяемой амплитудными анализаторами.

Разрешающее время быстрой схемы совпадений τ_0 выбиралось равным $(2{,}5 \div 3) \cdot 10^{-8}$ сек. Проверка по совпадениям между рентгеновским

излучением 0,058 MeV и γ-квантами 0,345 MeV показала, что даже для таких небольших энергий потеря счета совпадений не превышает нескольких процентов. Градуировка спектрометра показала, что его энергетическая шкала линейна вплоть до максимальной измеренной энергии 2,76 MeV (Na^{24}). Полуширина линии Cs^{137} составляет 13—14 % для обоих каналов.

Для проверки работы установки был выполнен ряд контрольных измерений спектров совпадений некоторых изотопов (Na^{24}, Co^{60}, $Hf^{175,181}$). На рис. 5 показаны результаты измерений с $Hf^{175,181}$. Кривая *1* представляет (снятый в канале *А*) участок γ-спектра этой смеси изотопов, включающий линии 0,345 и 0,480 MeV. Бóльшая часть интенсивного пика 0,345 MeV обусловлена γ-излучением Ta^{175}, так как интенсивность перехода 0,345 MeV по отношению к переходу 0,480 MeV в Ta^{181} составляет 15,7 % [7]. Кривая *2* представляет собой спектр γ-лучей, совпадающих с γ-лучами 0,132 и 0,135 MeV Ta^{181}, выделяемыми амплитудным анализатором в канале *Б*. Как видно из этого графика, интенсивность линии

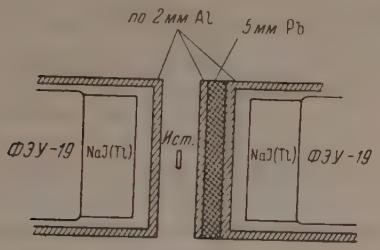


Рис. 6

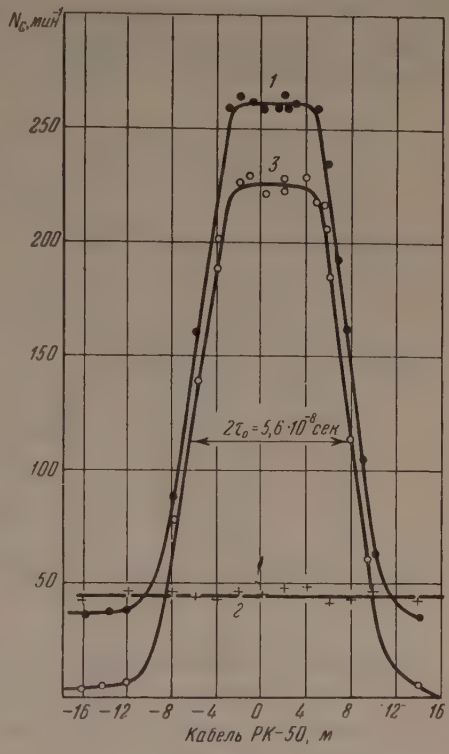


Рис. 7

Рис. 6. Взаимное положение счетчиков и источника для исследования γ-γ-совпадений для $Zr^{97} + Nb^{97}$

Рис. 7. Зависимость числа γ-γ-совпадений от величины задержки для источников: *1* — $Zr^{97} + Nb^{97}$, *2* — Nb^{97}, *3* — Co^{60}

0,345 MeV сильно ослабилась за счет выпадения излучения Ta^{175}, не дающего совпадений. Оценка интенсивности этой линии по отношению к линии 0,480 MeV с учетом коэффициентов конверсии для γ-переходов 0,132 и 0,135 MeV дает значение 15—20 % в согласии с приведенным выше значением.

Измерения γ-γ-совпадений в спектре $Zr^{97} + Nb^{97}$

При измерениях γ-γ-совпадений в спектре $Zr^{97} + Nb^{97}$ мы использовали расположение счетчиков и источника, изображенное на рис. 6. Свинцовый фильтр толщиной 5 мм, установленный перед кристаллом в канале *Б* (рис. 4), служил для уничтожения совпадений, вызванных рассеянием γ-квантов из кристалла в кристалл.

Наличие каскадного γ-излучения в спектре $Zr^{97} + Nb^{97}$ видно из кривой *1* на рис. 7, где дана зависимость считаемого быстрой схемой совпадений числа γ-γ-совпадений от величины задержки, вводимой в ее каналы.

Для сравнения на этом же рисунке приведена аналогичная кривая для Co^{60} (кривая *3*), характеризующая аппаратурную «кривую разрешения» установки. Уменьшение скорости счета γ-γ-совпадений со временем, наблюдавшееся в течение 3 дней, соответствует периоду полураспада 17 час, что указывает на принадлежность каскадного излучения к Zr^{97} или к Nb^{97}. Чтобы выяснить, какое из этих ядер обусловливает эти совпадения, мы проделали аналогичные измерения с Nb^{97}, химически отделенным от циркония. Полученные результаты (кривая *2* на рис. 7) свидетельствуют об отсутствии γ-γ-совпадений в этом случае. Это заставляет нас отнести наблюдаемое каскадное излучение к Zr^{97}.

Затем мы провели измерения энергии каскадных γ-квантов. Результаты этих измерений даны на рис. 8.

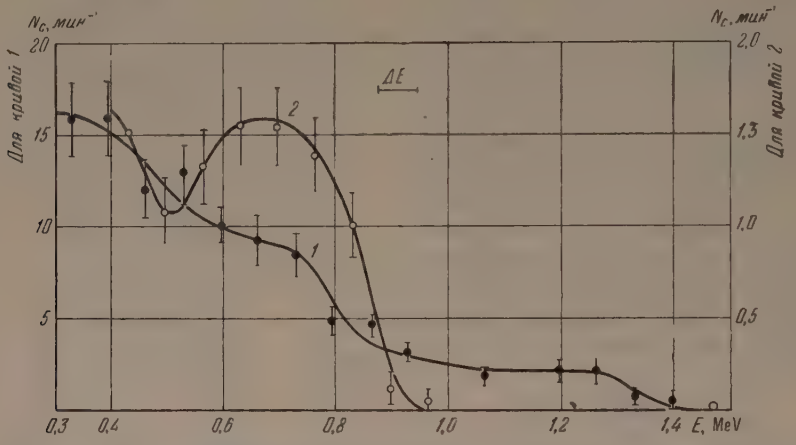


Рис. 8. Спектр γ-квантов, совпадающих с γ-лучами $Zr^{97} + Nb^{97}$ с энергией: *1* — $E_\gamma > 0{,}250$ MeV, *2* — $E_\gamma > 1$ MeV

На рис. 8 кривая *1* изображает спектр квантов, регистрируемых в канале *А*, совпадающих со всеми γ-лучами, с $E > 0{,}250$ MeV, регистрируемыми в канале *Б*, в котором использовался интегральный выход анализатора.

Кривая *2* на рис. 8 изображает спектр, полученный в условиях, когда в канале *Б* регистрируются только γ-лучи с $E > 1$ MeV. Ширина окна анализатора в канале была увеличена до 2 V (вместо обычно используемой ширины в 1 V) и точки на спектре брались через 2 V. Это приводило к тому, что спектры снимались недостаточно подробно, что, однако, было необходимо для сокращения времени измерений.

Фон случайных совпадений на всех экспериментальных кривых вычтен. Он составлял в мягкой части спектра рис. 8 (кривая *1* и *2*) 20 ÷ 25 % от числа истинных совпадений; в жесткой части (⩾1 MeV) этого спектра (кривые *1*) он был значительно меньше, и практически им можно было пренебречь.

Из результатов этих измерений видно, что энергия наиболее жесткого из совпадающих квантов лежит в области 1,3÷1,4 MeV (рис. 8, кривая *1*). С ними, очевидно, находятся в каскаде γ-лучи, спектр которых дан кривой *2*. Этот спектр представляет собой размытый максимум в районе 0,6 ÷ 0,8 MeV, более широкий, чем должен быть максимум, соответствующий фотопику от одной γ-линии. Можно предположить, что такой вид спектра обусловлен следующими причинами:

1) имеется одна γ-линия, но нестабильность аппаратуры, сказывающаяся при довольно длительных (10—12 час) измерениях, и большая ширина окна анализатора приводят к размытию фотопика на спектре;

2) имеются две близкие линии, не разрешаемые спектрометром.

Для проверки этих предположений мы провели следующий контрольный опыт.

В канале *Б* кристалл NaJ(Tl) был заменен кристаллом толана, закрытым только тонкой (поверхностная плотность 1,6 мг см$^{-2}$) алюминиевой фольгой.

При этом каналом регистрировались, кроме γ-квантов, также и электроны β-спектров с E_γ= 1,910 MeV Zr^{97} и с E_γ = 1,270 MeV Nb^{97}. β-γ-Совпадения должны были наблюдаться только между электронами β-спектра с E_γ= 1,270 MeV и γ-лучами 0,665 MeV Nb^{97} (β-γ-совпадения, связанные с β-спектром (E_γ = 0,450 MeV), отсекались соответствующей установкой порога дискриминатора в канале *Б*). Таким образом, при измерении спектра γ-лучей, дававших β-γ-совпадения, из суммарного γ-спектра должна была выделиться одна линия 0,665 MeV. Результаты такого измерения представлены на рис. 9,*а*, где полученный спектр β-γ-совпадений (*1*) сопоставлен с обычным γ-спектром Zr^{97} + Nb^{97} (*2*).

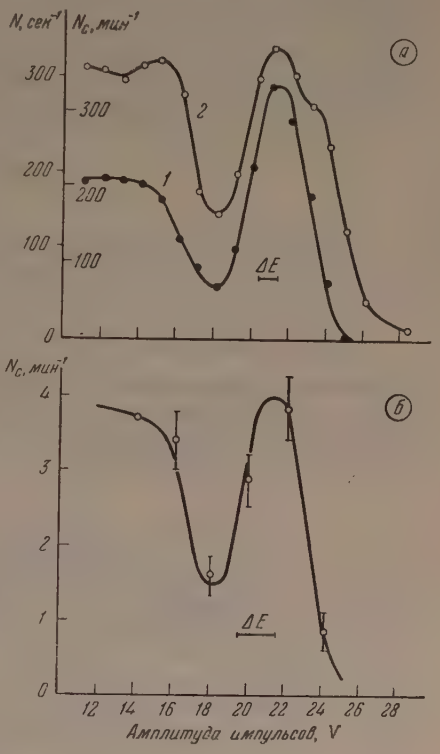


Рис. 9. *а* — Сравнение спектра β-γ-совпадений (*1*) с обычным γ-спектром Zr^{97} + + Nb^{97} (*2*); *б* — контрольные измерения β-γ-совпадений, дающие спектр такой же, как *1* (*а*)

Затем порог дискриминатора в канале *Б* был установлен так, чтобы захватывалась область в конце β-спектра Nb^{97}. Бóльшая часть регистрируемых β-частиц принадлежала при этом β-спектру циркония. В результате скорость счета совпадений оказалась пониженной примерно в 100 раз и составляла несколько импульсов в минуту. Окно анализатора в канале *А* бралось шириной 2 V и спектр проходился через 2 V. Таким образом, условия были приближены к тем, которые имелись при измерении спектра γ-γ-совпадений. Из результатов этого измерения (рис. 9,*б*) видно, что линия 0,665 MeV выделилась достаточно четко. Это позволяет заключить, что наиболее вероятной причиной размытия спектра на рис. 8 (кривая *2*) является второе из приведенных выше предположений.

Интенсивность каскадного γ-излучения была нами оценена путем сравнения чисел γ-γ- и β-γ-совпадений в единицу времени. В этих измерениях в канале *Б* также использовался кристалл толана, а свинцовый фильтр стоял перед кристаллом в канале *А*.

Соответствующей установкой порогов дискриминаторов достигалось приблизительное равенство эффективностей счетчиков для γ-лучей Cs^{137} и Co^{60}. Это позволило считать эффективности счетчиков одинаковыми для всех γ-квантов, участвующих в совпадениях. Предполагая, что эффективность счетчиков в канале *Б* к γ-лучам циркония и ниобия одинакова, и пренебрегая β-γ-совпадениями, связанными с β-спектром 0,450 MeV, можно записать:

скорость счета β-γ-совпадений

$$N_{\beta\text{-}\gamma} = N_0 \varepsilon_\gamma^A \varepsilon_\beta^Б$$

и скорость счета γ-γ-совпадений

$$N_{\gamma\text{-}\gamma} = 2N_0 \varepsilon_\gamma^A \varepsilon_\gamma^B \cdot \delta.$$

Скорости счета γ-квантов и β-частиц в канале B соответственно равны:

$$N_\gamma^B = 2N_0 \varepsilon_\gamma^B,$$
$$N_\beta^B = 2N_0 \varepsilon_\beta^B.$$

Здесь ε означает эффективность соответствующего счетчика к γ- или β-лучам (с учетом телесного угла), N_0 — активность источника и δ — интенсивность каскадного излучения.

При этих предположениях, как нетрудно убедиться, мы имеем:

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{N_{\gamma\gamma}}{N_{\beta\gamma}} \frac{N_\beta^B}{N_\gamma^B},$$

где все величины определяются экспериментально. Произведенные измерения дали для δ значения, лежащие в пределах 7 — 10 %.

Установка для исследования парциальных β-спектров

Измерения β-γ-совпадений проводились на установке, состоявшей из 2-линзового β-спектрометра [8] и люминесцентного γ-спектрометра, включенных в схему совпадений. Блок-схема этой установки приведена на

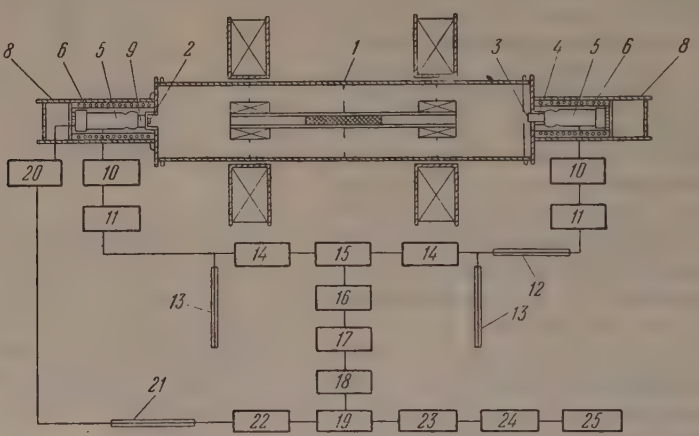


Рис. 10. Блок-схема установки для исследования β-γ-совпадений: *1* — β-спектрометр, *2* — радиоактивный источник, *3* — кристалл антрацена, *4* — светопровод, *5* — ФЭУ-19, *6* — цилиндр из пермаллоя, *7* — компенсирующие катушки, *8* — кожух фотоумножителя, *9* — кристаллы NaJ (Tl), *10*, *17*, *20* — катодные повторители, *11* — предусилители, *12*, *13*, *21* — задержки, *13* — закороченный кабель, *14* — широкополосные усилители, *15* — схема совпадений, *16* — дифференциальный усилитель, *18* — дискриминатор амплитуд, *19* — схема пропускания, *21* — линия задержки, *22*, *23* — усилители, *24* — дифференциальный дискриминатор, *25* — ПС-64

рис. 10. Электроны, испускаемые радиоактивным источником *2*, выделяются β-спектрометром *1* и регистрируются люминесцентным β-счетчиком с кристаллом антрацена *3* толщиной 3 мм и ϕ 10 мм, покрытым отражателем из алюминизированной целлулоидной пленки толщиной не более 0,1 мг см$^{-2}$. Кристалл соединен с фотокатодом фотоумножителя ФЭУ-19 *5* плексигласовым светопроводом *4* длиной 50 мм.

γ-Излучение источника попадает на кристалл NaJ(Tl) *9*, толщиной 15 мм, ϕ 30 мм, с упоминавшейся ранее упаковкой. Кристалл укреплен

непосредственно на ФЭУ-19 *5* люминесцентного γ-спектрометра и расположен вплотную у дна алюминиевого стаканчика, в центре которого помещен источник. Среднее сечение кристалла видно из центра источника под телесным углом 15,2 % от 4 π. Фотоумножители помещены в цилиндры из пермаллоя *6* толщиной 3 мм, экранирующие магнитное поле β-спектрометра. На пермаллоевые цилиндры намотаны в виде соленоида компенсирующие катушки *7*. Все это устройство с фотоумножителями помещено в светонепроницаемые кожухи из мягкого железа цилиндрической формы с толщиной стенок 10 мм. При такой защите фотоумножителей счет в β- и γ-каналах не менялся более чем на 1,5 % при изменении тока в спектрометре в пределах 0÷8 А ($E \approx 1{,}4$ MeV).

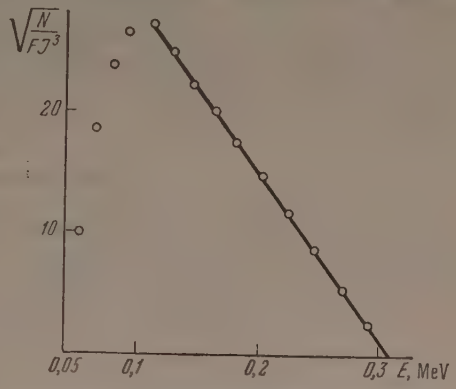


Рис. 11. Спрямленный график β-спектра совпадений для Co^{60}

Отрицательные импульсы, снимаемые с анодов фотоумножителей через катодные повторители *10*, поступают на предусилители *11* с коэффициентом усиления около 10 и подрезаются до 2,5 V в γ-канале и до 1,7 V в β-канале. Эти подрезанные импульсы формируются закороченным кабелем *13* длиной 1,5 м, после чего их амплитуда становится порядка нескольких сотых вольта. В β-канал введена задержка *12*, состоящая из кабеля длиной 10 м.

Сформированные импульсы снова усиливаются широкополосными усилителями *14* с полосой пропускания 17 MHz и коэффициентом усиления около 15 и подаются на мостовую схему совпадений *15* [9], выполненную на германиевых диодах ДГЦ-9. Импульс со схемы совпадений поступал на дифференциальный усилитель *16* и далее на 2-каскадный усилитель с катодным повторителем *17* на выходе. С катодного повторителя импульсы подавались на дискриминатор амплитуд *18* (видоизмененную схему Шмитта), который отбирал совпадения. С дискриминатора импульсы совпадений, шириной 2 мксек и амплитудой 25 V открывали схему пропускания *19*. Эта схема пропускания, предложенная А. С. Мелиоранским, отличается большой стабильностью и характеризуется коэффициентом усиления около единицы, остатком пьедестала 0,12 V, линейностью до 22 V; при этом максимальная величина пролезающих импульсов составляет 0,7 V. Для амплитудного анализа импульсов γ-канала на схему пропускания подавались положительные импульсы, снимаемые с 11-го динода фотоумножителя. Эти импульсы, пройдя катодный повторитель *20* и линию задержки на 0,6 мксек *21*, предварительно усиливались неперегружаемым усилителем *22* [10] с полосой пропускания около 8 MHz, коэффициентом усиления 10, линейным до 20 V, на выходе. Пропущенные схемой пропускания импульсы усиливались усилителем *23* с максимальной амплитудой на выходе 100 V и поступали на одноканальный дифференциальный дискриминатор *24* и пересчетную схему ПС-64 *25*. Во время измерений в каждой точке контролировалась загрузка в β- и γ-каналах, для чего использовалась декадная пересчетная установка с пересчетом на 10 000 (на блок-схеме не показана).

Проверка работы γ-спектрометра, произведенная по известным γ-линиям (Hg^{203}, Cs^{137}, Zn^{65}), показала, что линейность энергетической шкалы и форма получаемых спектров не искажаются схемой пропускания. В описанных выше условиях опыта полуширина фотопика от γ-линии Cs^{137} составляет 13 %. Работа β-спектрометра с люминесцентным счетчиком была проверена по известным β-спектрам.

Разрешающее время схемы совпадений определялось по кривой задержки для β-γ-совпадений, снятой с препаратом Co^{60}. Из этих измерений $\tau = 4 \cdot 10^{-8}$ сек, а длина кабеля *12*, соответствующая максимуму кривой, равна 10 м и не зависит от уровня дискриминации в γ-канале. Частые измерения на протяжении длительного времени показали, что кривая задержки и ее положение остаются достаточно стабильными. Полученное значение τ хорошо согласуется с измерениями скорости счета случайных совпадений от двух независимых источников. Правильность измерений формы β-спектров, коррелируемых γ-лучами, проверялась по β-спектру Co^{60}, который снимался непосредственно с одним β-счетчиком и методом β-γ-совпадений. В обоих случаях β-спектры получились совершенно идентичными. Экспериментальные точки на спрямленном графике этого β-спектра (рис. 11) ложатся на прямую линию, начиная с энергий ~0,1 MeV.

Парциальные β-спектры

Исследование β-спектра было произведено с источником, имевшим форму диска ϕ 8 мм и вырезанным из фольги металлического циркония с поверхностной плотностью 24 мг см$^{-2}$. Спрямленный график β-спектра $Zr^{97} + Nb^{97}$, полученный на нашем спектрометре с одним β-счетчиком,

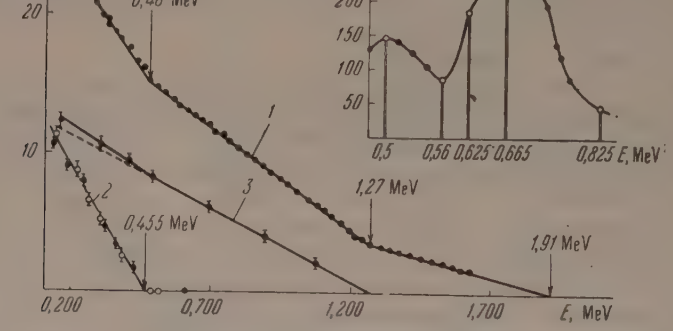


Рис. 12. Спрямленные графики β-спектров $Zr^{97} + Nb^{97}$: *1* — график, снятый на β-спектрометре с одним β-счетчиком; *2* — β-спектр совпадений с $E_\gamma > 1$ MeV (○) и $E_\gamma > 0{,}8$ MeV (●); *3* — β-спектр совпадений; окно дискриминатора установлено на максимум фотопика ($E_\gamma = 0{,}665$ MeV)

изображен на рис. 12, кривая *1*. Вид этого β-спектра хорошо воспроизводит результаты работы [1]. Здесь β-спектры с верхними границами 1,91 и 1,27 MeV принадлежат соответственно Zr^{97} и Nb^{97}.

Существование мягкого β-спектра с верхней границей 0,48 MeV нельзя считать надежно установленным в подобных измерениях с толстым источником. Для выяснения этого вопроса нами были выполнены измерения β-γ-совпадений на установке, описанной в предыдущем разделе. Две серии измерений произведены с интегральным выходом дискриминатора. При этом порог дискриминатора устанавливался один раз так, что регистрировались совпадения с γ-квантами $E_\gamma > 1$ MeV, другой раз с целью увеличения эффективности счета γ-квантов порог снижался до 0,8 MeV. Измерялось число β-γ-совпадений при различной величине тока в β-спектрометре. Результаты этих измерений представлены на том же рис. 12 в виде спрямленного графика β-спектра (кривая *2*). Из графика видно, что в обеих сериях измерений выделился парциальный β-спектр с верхней границей 0,45 MeV. В точках за границей этого β-спектра счет

был равен числу случайных совпадений. Число же случайных совпадений в каждой точке определялось по загрузкам в β- и γ-каналах и в некоторых случаях проверялось введением дополнительной задержки в β-канале. Для точек, лежащих в мягкой области спектра, число случайных совпадений было ~1 имп $час^{-1}$ при числе истинных совпадений — около 30. Убывание скорости счета истинных совпадений, прослеженное для одной из точек спектра, согласуется с периодом распада 17 час.

Из данных по γ-γ-совпадениям следует, что мягкий β-спектр должен коррелировать также с более мягким γ-излучением 0,6 ÷ 0,8 MeV, находящимся в каскаде с жестким γ-излучением. Чтобы проверить этот вывод, мы произвели измерения β-γ-совпадений с дифференциальным выходом дискриминатора с окном в 2 V, которое устанавливалось в пяти различных положениях γ-спектра, на участке 0,5 ÷ 0,82 MeV. Положения окна дискриминатора показаны в верхнем правом углу рис. 12. Результаты такого рода измерений для положения окна, соответствующего максимуму фотоэлектронной линии (0,665 MeV), приведены в виде спрямленного графика β-спектра на том же рисунке (кривая *3*). На этом графике виден мягкий β-спектр Zr^{97} и β-спектр Nb^{97}, который коррелирует с сопутствующими ему γ-лучами 0,66 MeV. Если бы мягкий β-спектр не давал совпадений с γ-лучами в рассматриваемом интервале энергий 0,5 ÷ 0,8 MeV, то на всем этом интервале отношение интенсивности мягкого β-спектра к интенсивности второго β-спектра должно быть в пределах ошибок постоянным. В действительности, относительная интенсивность мягкого β-спектра увеличивается в несколько раз при положении окна дискриминатора в районе максимума фотоэлектронной линии. Это указывает на то, что мягкий β-спектр дает совпадения с γ-лучами с энергией, лежащей в районе интенсивных γ-линий Zr^{97} и Nb^{97}.

Схема распада

Возможная схема распада Zr^{97} и Nb^{97}, включающая обнаруженные малоинтенсивные переходы, изображена на рис. 13. Эта схема содержит новые уровни Nb^{97}. Исходя из величины энергии распада Zr^{97}, равной 1,91 + 0,75 = 2,66 MeV, парциальный β-переход с E_β = 0,45 MeV должен возбуждать уровень 2,2 MeV. Существование такого уровня подтверждается наличием γ-квантов с интенсивностью 1—2 %, энергия которых соответствует прямому переходу с этого уровня в основное состояние. Обнаруженное каскадное γ-излучение с суммарной энергией каскада, близкой к значению ~2,2 MeV, дающее совпадения с электронами мягкого β-спектра, позволяет предположить, что уровень 2,2 MeV разряжается также каскадно через промежуточный уровень. Положение этого уровня на схеме не может быть точно указано, так как неизвестен порядок испускания каскадных γ-квантов.

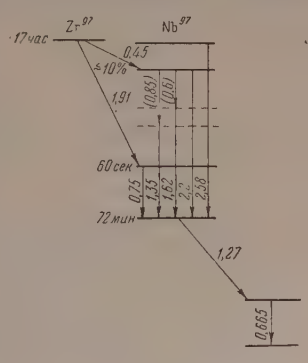


Рис. 13. Схема распада Zr^{97} и Nb^{97}

Результаты измерений γ-γ-совпадений, указывающие на наличие в интервале энергий 0,6 ÷ 0,8 MeV двух γ-квантов, дающих совпадения с жесткими γ-лучами, и обнаруженные с люминесцентным спектрометром γ-кванты 1,62 и 1,35 MeV позволяют считать вероятным существование двух каскадов. Уровень 2,58 MeV введен нами только на основании наблюдаемого γ-кванта с такой энергией. Соответствующий β-переход на этот уровень в наших экспериментах не мог проявиться.

2-й Научно-исследовательский физический институт
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Шпинель В., Кузнецова Г., ЖЭТФ, **30**, 231 (1956).
2. Делягин Н., Дипломная работа, Физ. фак. МГУ, 1954.
3. Bell R., Graham R., Petch H., Canad. J. Phys., **30**, 35 (1952).
4. Waard H., Physica, **18**, 1151 (1952).
5. Берлович Э., Изв. АН СССР, Серия физич., **19**, 343 (1955).
6. Jordan W., Bell P., Rev. Sci. Instr., **18**, 703 (1947).
7. McGowan F., Phys. Rev., **93**, 163 (1954).
8. Шпинель В., ЖЭТФ, **22**, 255 (1952).
9. Landby A., Rev. Sci. Instr., **22**, 324 (1951).
10. Chase R., Higginbotham W., Rev. Sci. Instr., **23**, 34 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ, В. Г. НЕДОВЕСОВ, П. Ф. УЧЕВАТКИН и В. Г. ЧУМИН

СПЕКТР γ-ЛУЧЕЙ Sb^{124}

Введение

Несмотря на большое число работ, в которых были исследованы β- и γ-спектры Sb^{124} [1—31], имеющихся данных недостаточно для построения полной схемы распада этого изотопа. Объясняется это тем, что β- и γ-спектры Sb^{124} очень сложны. В β-спектре обнаружено пять [1—7] компонент. Разложение такого спектра на компоненты до некоторой степени произвольно, так как неизвестна форма элементарных спектров, на которые приходится раскладывать экспериментальную кривую.

В γ-спектре Sb^{124} известно более десяти γ-линий. Ни в одну из предложенных схем распада не удается поместить все наблюденные γ-линии. Данные о β-γ- и γ-γ-совпадениях [7—10] не полны и иногда противоречивы; их интерпретация затруднена тем, что выделявшиеся в опытах энергетические интервалы захватывают обычно более одной γ-линии.

В связи с этим для построения схемы распада Sb^{124} очень важно знать относительные интенсивности γ-линий.

В 1952 г. в нашей лаборатории [12] γ-излучение Sb^{124} было изучено на ритроне [32].

В 1955 г. мы предприняли повторное исследование γ-излучения Sb^{124} на γ-спектрометре с улучшенной фокусировкой, использующем электроны отдачи,— на элотроне [33].

Описание прибора

Схема прибора представлена на рис. 1. γ-Лучи от источника S, расположенного в свинцовом коллиматоре, выбивают электроны отдачи из целлофановой мишени M.

Электроны отдачи, выбитые в малом телесном угле вокруг направления падающих γ-квантов, дважды фокусируются магнитным полем на выделяющие щели *1* и *2*. Применение изогнутой мишени [34] и однородного магнитного поля обеспечивает точную фокусировку электронов отдачи, идущих в направлении γ-лучей, на первую щель. Фокусировка на вторую щель осуществляется неоднородным магнитным полем такого же типа, как в кэтроне [35] с радиусом построения $\rho = 100$ мм. Непосредственно за фокусами на пути электронов расположены два счетчика Гейгера—Мюллера с тонкими (1—2 μ) коллоидными пленками на окнах. Внутренний диаметр счетчиков 15 мм. Счетчики присоединены к схеме совпадений с разрешающим временем $\sim 0{,}6$ мксек.

Пучок фокусируемых электронов выделяется двумя латунными (расположенными в фокусах) и пятью алюминиевыми диафрагмами. Высота и ширина диафрагм может меняться.

При помощи тонких капроновых нитей мишень наклеивалась на дюралюминиевую рамку, которая посредством поворотного механизма могла поворачиваться без нарушения вакуума в приборе. Фон измерялся при выведенной из пучка мишени.

Градуировка прибора

Градуировка прибора и основные измерения выполнены при следующих условиях: 1) расстояние источника от мишени — 400 мм; 2) мишень из целлофана 15 × 48 мм, с поверхностной плотностью 2,15 мг см$^{-2}$; 3) толщина входного окна прибора — 2 мм латуни; 4) обе щели имели размеры 2 × 15 мм; 5) прибор был наполнен смесью 98 % He + 2 % CH_4

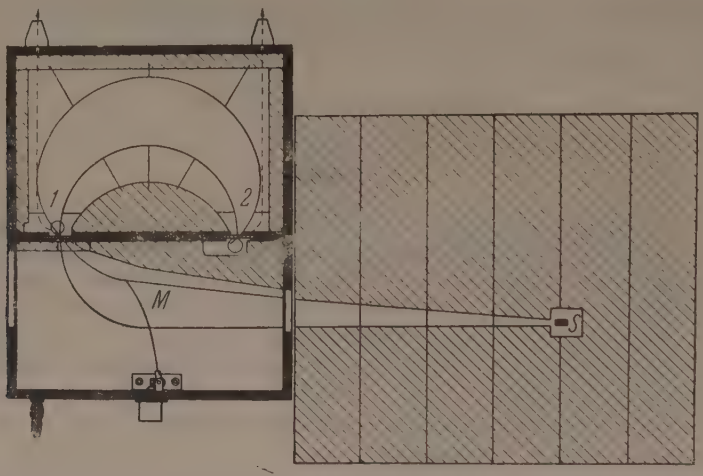


Рис. 1. Элотрон. Схематический разрез прибора в горизонтальной плоскости: *S* — источник γ-лучей, *M* — мишень, *1* и *2* — основные диафрагмы (щели)

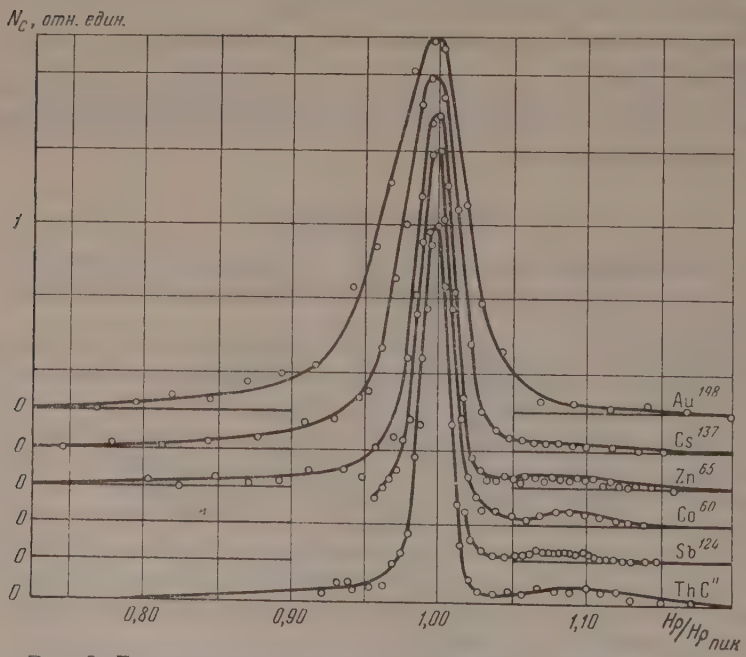


Рис. 2. Градуировочные экспериментальные γ-линии, полученные на элотроне. Линии приведены к одинаковой высоте и для наглядности сдвинуты по оси ординат (энергии линий см. в тексте)

до давления 24 см рт. ст., которая обеспечивала эффективность регистрации электронов от 92,45 (при $E_\beta \approx 0{,}3$ MeV) до 83,50 % (при $E_\beta \geqslant \geqslant 1$ MeV).

Для градуировки прибора по энергиям и определения экспериментальной формы линии были исследованы известные γ-линии:

Au^{198}	$h\nu$	= 0,4118	MeV
Cs^{137}	$h\nu$	= 0,6616	»
Zn^{65}	$h\nu$	= 1,118	»
Co^{60}	$h\nu$	= 1,1715	»
		1,3316	»
Na^{24}	$h\nu$	= 1,368	»
ThC″	$h\nu$	= 2,6143	»
Na^{24}	$h\nu$	= 2,753	»

Приведенные к относительным координатам эти линии даны на рис. 2.

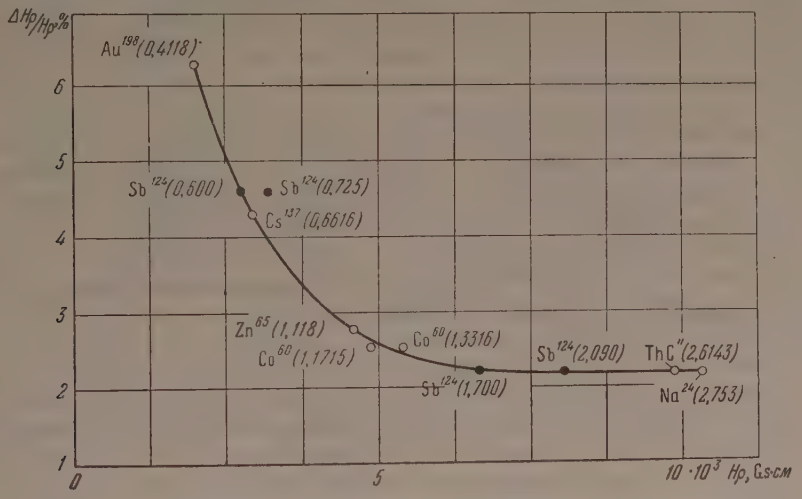


Рис. 3. Зависимость относительной полуширины градуировочных линий от $H\rho$. Черными точками даны значения полуширин наиболее интенсивных γ-линий Sb^{124}

На рис. 3 дана зависимость относительной полуширины γ-линий от $H\rho$. В области свыше 1 MeV полуширина составляет 3,0 ÷ 2,2 %; уширение линий в мягкой области связано с наличием газа в приборе.

Полученные данные (рис. 2 и 3) позволяют определять путем интерполирования приборную форму линии для любой энергии в интервале 0,4 ÷ 2,8 MeV. Эта форма используется при разложении сложных γ-спектров на отдельные компоненты. Несколько своеобразный спад линий с правой стороны связан с недостаточным коллимированием пучка электронов перед вторым счетчиком. Специальными опытами установлено, что при помощи диафрагм можно сделать спад более крутым, однако полностью убрать этот «хвост» не удается.

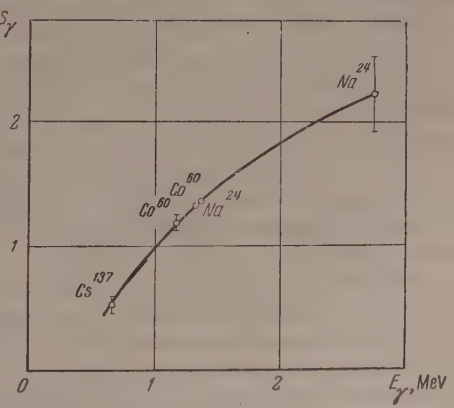


Рис. 4. Экспериментальная кривая спектральной чувствительности электрона

Спектральная чувствительность прибора была исследована путем изучения:

а) комптоновских линий от γ-препаратов Cs^{137} и Co^{60}, активность которых была определена калориметрически Е. А. Хольновой во ВНИИМ [36];

б) комптоновских линий Na^{24}, в γ-спектре которого, как известно, имеются две γ-линии ($h\nu = 1{,}38$ и 2,76 MeV) равной интенсивности.

На рис. 4 представлена полученная таким образом спектральная чувствительность S_γ, где масштаб по оси ординат выбран так, что при энергии γ-лучей в 1 MeV $S_\gamma = 1$.

Вертикальными черточками показана погрешность измерений.

Результаты измерений

Источником служила активированная нейтронами металлическая сурьма весом 3 г, активностью около 4 Cu. Источник помещался в стеклянную пробирку с внутренним ϕ 8 мм. Измерения выполнялись спустя более чем 2 месяца после приготовления источника, что практически исключало наличие в γ-спектре линий, связанных с распадом короткопериодного изотопа Sb^{122}.

На рис. 5 приведена экспериментальная кривая γ-спектра Sb^{124}. Фон прибора (черные точки) в области линий, как правило, несколько повышается, а в общем монотонно уменьшается по мере продвижения в сторону больших значений $H\rho$. Наличие фона связано главным образом с комптон-эффектом на газе и рассеянием электронов в первой части прибора; фон случайных совпадений не превышал 2 имп $час^{-1}$. Статистическая погрешность указана на чертеже вертикальными отрезками; там, где она не указана, она меньше диаметра кружка.

После исключения фона γ-спектр был разложен на отдельные компоненты с учетом зависимости приборной формы линии от энергии по рис. 2 и 3. Такое разложение для $H\rho = 2000 \div 6300$ Gs·см иллюстрируется на рис. 6—8. Тонкими линиями изображены отдельные компоненты; жирная линия — сумма компонент. Нетрудно видеть, что суммарная кривая в пределах статистической погрешности проходит по экспериментальным точкам.

Над каждой из полученных γ-линий, в соответствии с нашей градуировкой прибора, поставлено значение ее энергии в мегаэлектронвольтах.

На рис. 6 вверху дан участок экспериментального спектра 2000 ÷ ÷3800 Gs·см, в который вписана приборная γ-линия 0,6 MeV. Справа от линии наблюдается избыток электронов отдачи. На этом же рисунке внизу приведен этот избыток, получающийся после вычитания линии $h\nu = 0{,}6$ MeV. Разложение этого остатка на две γ-линии 0,644 и 0,725 MeV однозначно. Следует заметить, что γ-линия 0,725 MeV получилась у нас на 0,6% шире, чем можно было ожидать из рис. 3. Есть основание считать, что она является суммой γ-линий 0,713 и 0,725 MeV, наблюдаемых по конверсионным и фотоэлектронам [6].

Рис. 7 иллюстрирует участок спектра 3800 ÷ 4500 Gs·см, на котором видны две γ-линии 0,967 и 1,048 MeV. Возможно, что превышение над фоном в областях 3400÷3800 и 4600 ÷5100 Gs·см обусловлено наличием более слабых γ-линий.

Участок спектра от 5100 до 6300 Gs·см представлен на рис. 8 вверху. Тонкой линией изображен тянущийся примерно до 5300 Gs·см левый спад интенсивной γ-линии $h\nu = 1{,}7$ MeV. На нижней части рисунка приведен остаток после исключения спада этой γ-линии. Он может быть удовлетворительно разложен на 4 γ-линии $h\nu = 1{,}33$, 1,37, 1,442 и (1,525) MeV. Разложение участка спектра свыше 6300 Gs·см на две γ-линии 1,7 и 2,09 MeV специально не иллюстрируется, поскольку линии разделены полностью. Следует отметить, что заметное возвышение над фоном на участке между двумя самыми жесткими γ-линиями (рис. 5) обусловлено своеобразной формой правого спада γ-линии $h\nu = 1{,}7$ MeV, в чем нетрудно убедиться из рис. 2, где этот участок приведен в таком масштабе, что высота γ-линии 1,7 MeV равна 1 (на рис. 2 приводится только жесткая часть этой линии).

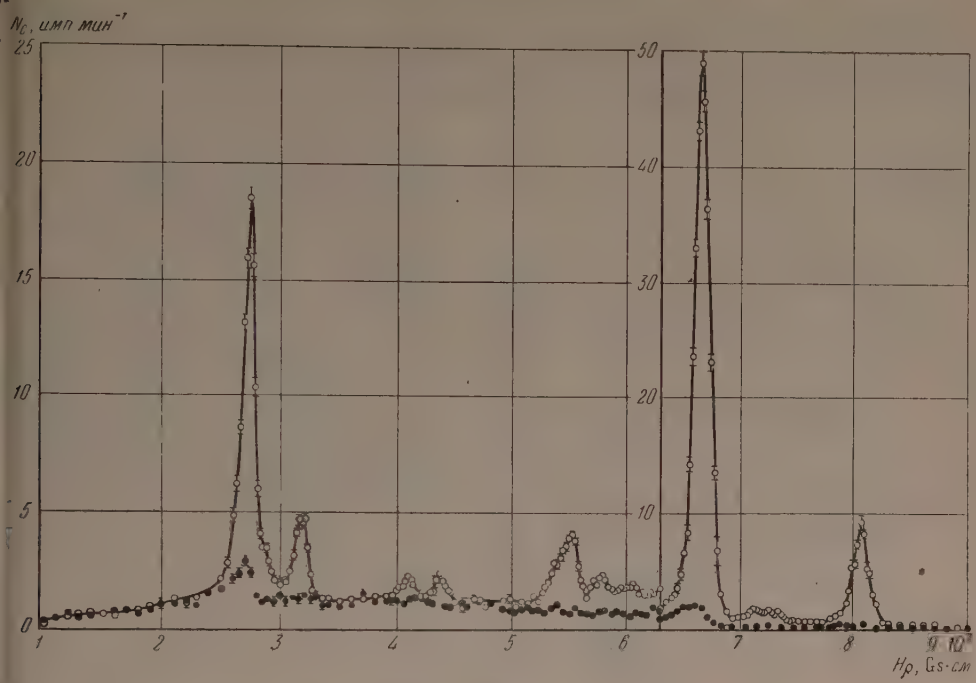


Рис. 5. Экспериментальная кривая γ-спектра Sb^{124}. Черные точки — фон (мишень выведена из пучка). Левая шкала (по оси ординат) относится к мягкой части спектра (до разрыва), правая шкала — к жесткой части спектра

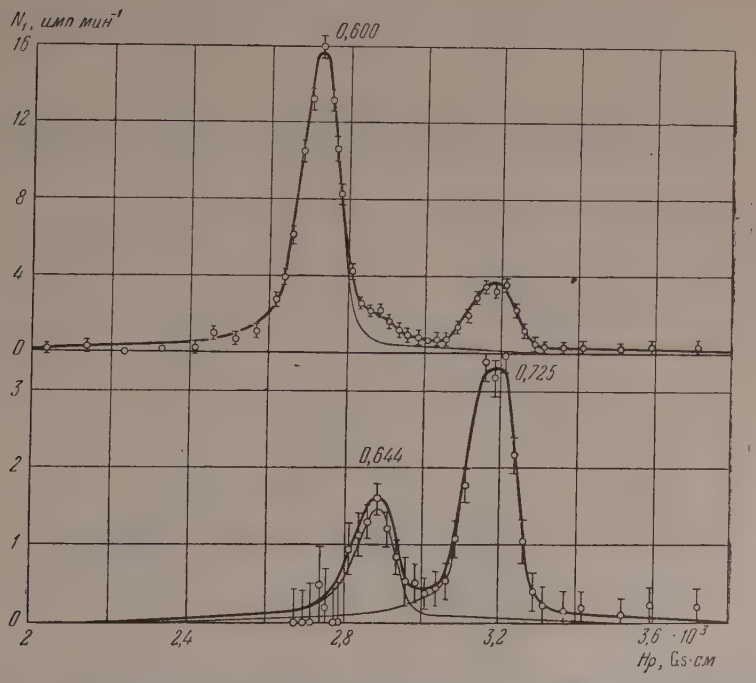


Рис. 6. Разложение участка γ-спектра Sb^{124} в области $H\rho = 2000 \div 3800$ Gs·см на отдельные линии. N_1 — с учетом фона

На рис. 9 представлен окончательный вид γ-спектра Sb^{124} в равных интервалах энергии, с учетом всех поправок: а) поглощения γ-лучей во входном окне прибора, б) поглощения γ-лучей в источнике, в) эффективности счетчиков и г) спектральной чувствительности прибора.

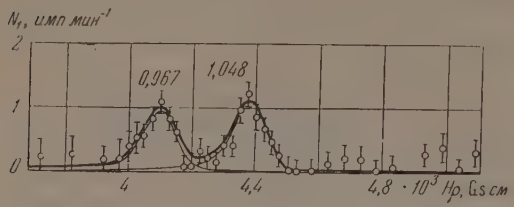


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для H_ρ = =3800 ÷ 4500 Gs·см

Для наглядности участок 0,8 ÷ 1,6 MeV изображен в увеличенном масштабе.

В таблице приведены полученные нами γ-линии и их относительные интенсивности, а также результаты других авторов. Кроме известных уже γ-линий 0,600, 0,644, 0,725, 0,967, 1,048, 1,330, 1,370, 1,700 и 2,090 MeV, мы обнаружили γ-линию 1,442 MeV; возможно, что существует также линия $h\nu = 1{,}525$ MeV. Принадлежность этих линий Sb^{124} нашими исследованиями, строго говоря, не доказана, так как радиохимический анализ

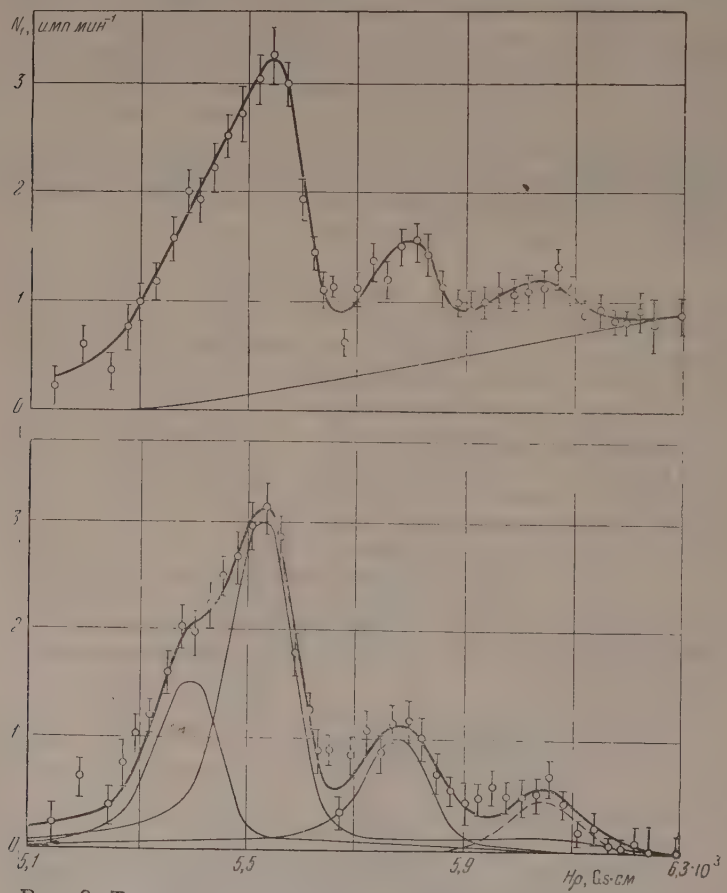


Рис. 8. То же, что на рис. 6, но для H_ρ=5100 ÷ 6200 Gs·см

препарата нами не выполнен. Однако повторное исследование препарата спустя 80 дней показало, что на протяжении всего спектра уменьшение интенсивности в пределах погрешности соответствует 60-дневному периоду полураспада Sb^{124}.

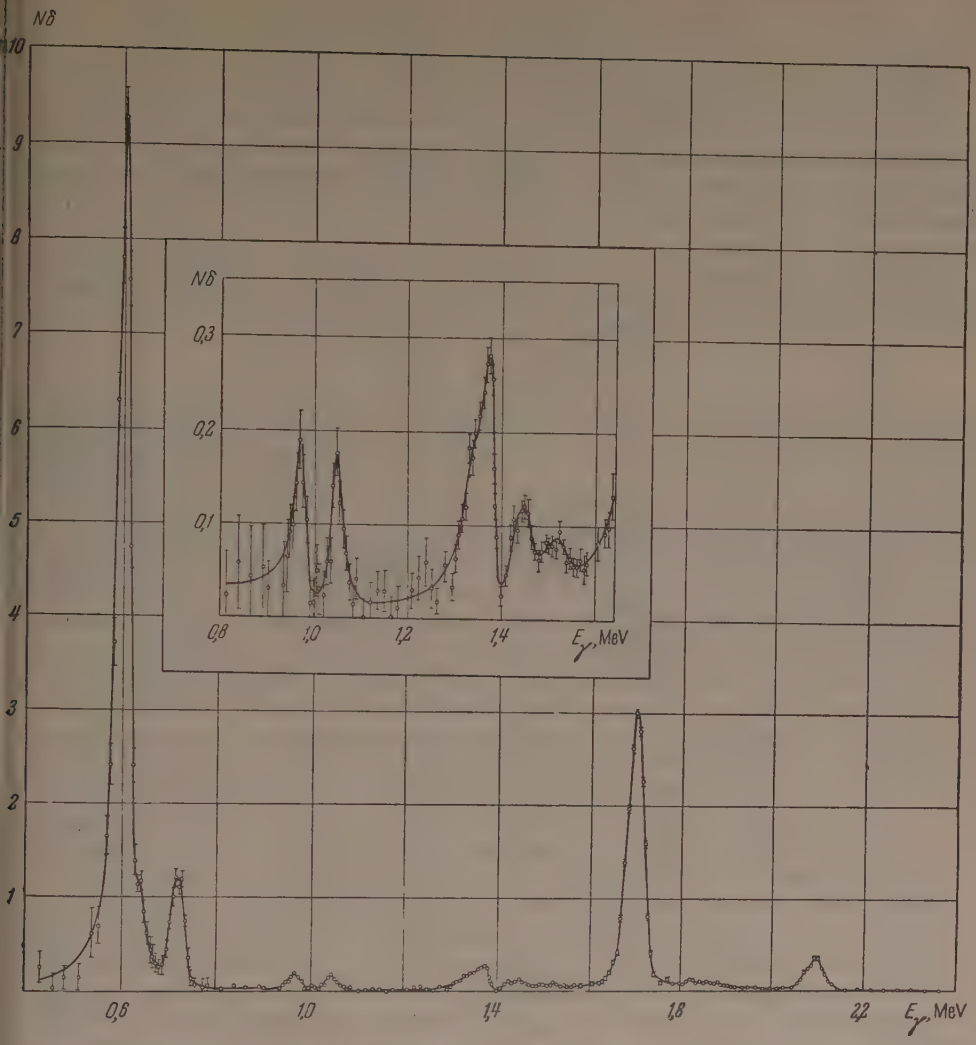


Рис. 9. Спектр γ-лучей Sb^{124} (внесены поправки на поглощение γ-лучей во входном окне прибора, самопоглощение γ-лучей в источнике, эффективность счетчиков и спектральную чувствительность прибора)

Энергия и относительная интенсивность γ-линий Sb^{124} по данным различных авторов

Керн и др. [1], 1948		Громов и др. [12], 1952		Лазар [11], 1954		Золотавин и др. [6], 1956		Наши данные, 1956	
E_γ, keV	относит. интенс.	E_γ, keV	относит. интенс.	E_γ, keV	относит. интенс.	E_γ, keV	относит. интенс.	E_γ, keV	относит. интенс.
603	131	597	154	603	218,8	603	194	600	232 ± 30
650	11					646	12	644	20 ± 4
714	34	711	19	—	—	714	7,5	725	37 ± 5
						723	20,0		
—	—	958	6,6	990	11,8	970	5,0	967	$5,0 \pm 0,8$
—	—	1052	4,4	—	—	1047	4,0	1048	$4,8 \pm 0,8$
—	—	—	—	—	—	1298	2,5	1330	$4,5 \pm 1,5$
—	—	—	—	—	—	1326	4,0		
—	—	1347	17,0	1380	13,6	1361	6,0	1370	$8,7 \pm 2,2$
						1370			
—	—	—	—	—	—	—	—	1442	$2,6 \pm 0,6$
—	—	—	—	—	—	—	—	(1525)	$(1,1 \pm 0,7)$
1708	100	1691	100	1710	100	1691	100	1700	100
2062	8,6	2070	10,0	2110	21,7	2088	13,0	2090	$14,3 \pm 1,5$

Погрешность в относительной интенсивности сильных линий определяется в основном возможной погрешностью в проведении кривой спектральной чувствительности ($\pm 13\%$ для интервала 0,6 ÷ 2,1 MeV); у слабых линий сюда добавляется еще статистическая погрешность при вычитании «хвостов» соседних линий и погрешность при разложении на компоненты.

Мы признательны Е. А. Хольновой за калориметрические измерения, Ю. В. Хольнову, В. П. Приходцевой и С. А. Шестопаловой за полезное обсуждение вопроса о спектральной чувствительности.

Цитированная литература

1. Kern B., Zaffarano D., Mitchell A., Phys. Rev., **73**, 1268 (1948); **73**, 1142 (1948).
2. Cook C., Langer L., Phys. Rev., **73**, 1268 (1948); **73**, 1149 (1948).
3. TomlinsonE., Ridgway S., Gopalakrishnan K., Phys. Rev., **91**, 484 (1953).
4. Moreau J., C. R., **239**, 800 (1954).
5. Azuma T., J. Phys. Soc., Japan, **10**, 167 (1955).
6. Золотавин А., Григорьев Е., Аброян М., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 289 (1956).
7. Moffat R., Lazar N., Langer L., BAPS, **28**, 3, U13 (1953); Phys. Rev., **91**, 338, 485 (1953).
8. Almquist S., Johanson S., Nature, **170**, 583 (1952); Ark. Fys., **5**, 427 (1952).
9. Langer L., Starner J., Phys. Rev., **93**, 253 (1954).
10. Lu D., Kelly W., Wiedenbeck M., Phys. Rev., **95**, 1533 (1954).
11. Lazar N., Phys. Rev., **95**, 292 (1954).
12. Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., Хольнов Ю., ДАН СССР, **86**, 255 (1952).
13. Mitchell A., Langer L., McDaniel P., Phys. Rev., **57**, 1107 (1940).
14. Stanley Klaiber G., Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev., **61**, 733 (1942).
15. Hales E., Jordan E., Phys. Rev., **64**, 202 (1943).
16. Kruger P., Ogle R., Phys. Rev., **67**, 273 (1945).
17. Miller L., Curtiss L., Phys. Rev., **70**, 983 (1946).
18. Rall W., Wilkinson R., Phys. Rev., **71**, 321 (1947).
19. Wattenberg A., Phys. Rev., **71**, 497 (1947).
20. Meyerhof W., Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev., **72**, 273 (1947).
21. Hughes D., Eggler C., Phys. Rev., **72**, 902 (1947).
22. Jnanananda S., Phys. Rev., **72**, 1124 (1947).
23. Wiedenbeck M., Chu K., Phys. Rev., **73**, 1168 (1948).
24. Scherb M., Mandeville G., Phys. Rev., **73**, 1268 (1948).
25. Jurney E., Mitchell A., Phys. Rev., **73**, 1269 (1948); **73**, 1153 (1948).
26. Feister V., Curtiss L., J. Res. NBS, **40**, 315 (1948).
27. Myers V., Wattenberg A., Phys. Rev., **75**, 992 (1949).
28. Metzger F., Phys. Rev., **86**, 435 (1952).
29. Hutchinson D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., **88**, 699 (1952).
30. Alburger D., Phys. Rev., **88**, 1257 (1952).
31. Maerker R., Birkhoff R., Phys. Rev., **89**, 1159 (1953).
32. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 599 (1954).
33. Джелепов Б., Жуковский Н., Карамян М., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 518 (1953).
34. Джелепов Б., ДАН СССР, **77**, 389 (1951).
35. Джелепов Б., Башилов А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 263 (1950).
36. Аглинцев К., Хольнова Е., ДАН СССР, 98, 360 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и С. А. ШЕСТОПАЛОВА

О 0 → 0-ПЕРЕХОДЕ В RaC′

1. Еще в 1930 г. Фаулер [1], Эллис и Астон [2] выдвинули предположение, что в RaC′ осуществляется переход между двумя состояниями, имеющими спин 0.

Основанием для этого служили следующие факты. В спектре конверсионных электронов RaC′ Эллис и Астон обнаружили интенсивную линию с энергией, соответствующей $h\nu = 1416$ keV. В то же время в фотоэлектронном спектре эту линию обнаружить не удалось при самых тщательных поисках ($< 0{,}03$ кванта на распад). Было сделано предположение, что это $0 \to 0$-переход, при котором излучение одного кванта запрещено, а конверсионный переход разрешен (если четности уровней совпадают).

Подтверждение того, что это $0 \to 0$-переход, можно было искать путем измерения относительных коэффициентов внутренней конверсии α_K / α_L и α_K / α_π.

Измерения первой величины производились трижды: Эллис и Астон [2] получили $\alpha_K / \alpha_L = 7{,}1$; Латышев с сотрудниками [3] $\alpha_K / \alpha_L = 5{,}4$; в последнее время Олбургер и Хедгран [4] $\alpha_K / \alpha_L = 5{,}3 \pm 0{,}3$.

Теоретическое значение α_K / α_L для $0 \to 0$-перехода, вычисленное для чисто кулоновского поля, равно 5,5. Однако сопоставление этих результатов затруднено тем, что теоретическое значение коэффициентов конверсии для $0 \to 0$-переходов не точно, так как найдено без учета реального поля.

Отношение α_K / α_π измерялось Латышевым с сотрудниками; последовательно были получены значения 625 [5], 550 и 440 [3]. Теория [6] дает значение $\alpha_K / \alpha_\pi = 420$.

Полученные результаты не противоречат предположению о $0 \to 0$-переходе, однако не дают количественного подтверждения этой гипотезы, так как для определения α_π приходится разлагать спектр позитронов внутренней конверсии RaC′ на многие компоненты, а это нельзя сделать однозначно, так как неизвестна теоретическая форма этих компонент.

Таким образом, вопрос о $0 \to 0$-переходе в RaC′ не был окончательно решен.

2. При исследовании спектра γ-лучей RaC′ мы имели возможность вернуться к этому вопросу.

Мы обнаружили, что в спектре электронов отдачи RaC′ в области 1350 ÷ ÷ 1450 keV наблюдается линия гораздо более широкая, чем полагается для этой энергии. Она изображена на рис. 1. Нормальная полуширина линии при этой энергии должна быть 2,8 %; на опыте она получается равной 4,7 %. Естественно предположить, что мы имеем здесь группу линий. Одна из компонент — это, повидимому, линия 1378 keV, ранее наблюдавшаяся разными методами; другая или другие компоненты имеют энергию около 1410 keV.

Если бы существовала хотя бы слабая γ-линия с энергией 1416 keV, то предположение о $0 \to 0$-переходе пришлось бы отбросить. Разложение кривой (рис. 1) на компоненты стандартной формы показывает, что избыток электронов отдачи может быть удовлетворительно (но неоднозначно) объяснен наличием линии 1410 keV, но не может быть описан одной линией с энергией 1416 keV. Положение разъяснилось, когда мы стали анализировать

список неидентифицированных конверсионных линий, приведенных в работе Младеновича и Слетиса [7].

Мы нашли там шесть конверсионных линий таких, что если к их энергии прибавить энергию связи на K-оболочке, то получаются для энергии γ-линий следующие значения: 1385,3, 1391,1, 1396,5, 1401,7, 1408,0 и 1438,0 keV. Повидимому, именно эти линии создают упомянутый выше избыток электронов.

А. А. Башилов демонстрировал на V Совещании по β-γ-спектроскопии (1955 г.) участок фотоэлектронного спектра RaC, на котором была видна линия с максимумом около 1406 keV. Вероятно, пятая из упомянутых выше линий интенсивнее других и проявляется в опытах наших и А. А. Башилова. Окончательную ясность в этот вопрос могут внести только тщательные измерения γ-спектра с разрешающей способностью, на порядок превосходящей нашу.

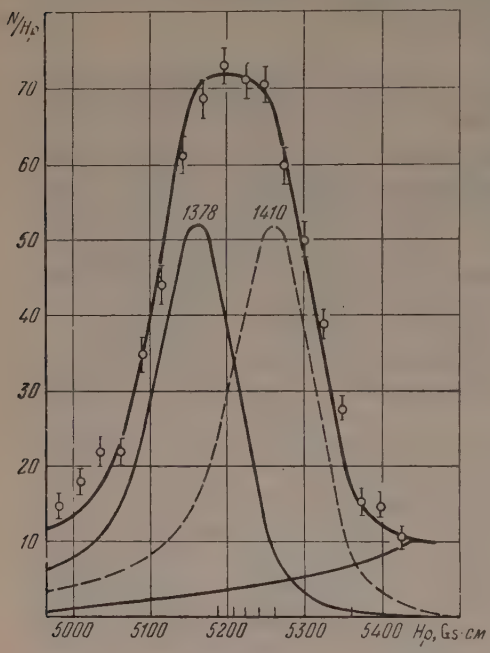


Рис. 1

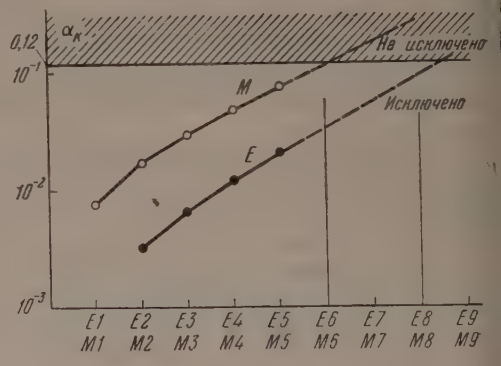


Рис. 2

Рис. 1. Участок спектра γ-лучей RaC 1350 ÷ 1450 keV

Рис. 2. Теоретическое значение коэффициентов конверсии на K-оболочке при различных мультипольностях перехода для $h\nu = 1416$ keV и $Z = 84$. Заштрихованная область — экспериментальный результат

Вернемся теперь к нуль-нуль переходу в RaC′. На основании наших опытов можно утверждать только то, что γ-квантов с энергией 1416 keV приходится не более, чем 0,03 кванта на распад. В этом пункте мы подтверждаем результат Эллиса и Астона. Анализ показывает, что при современных данных о коэффициентах конверсии уже этого утверждения достаточно для того, чтобы отвергнуть все другие предположения о мультипольности перехода, кроме предположения о $0 \to 0$-переходе.

Константинов и Латышев [8] в 1941 г. измерили число конверсионных электронов этой линии: $p\alpha_K = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ электронов на распад. Если число γ-квантов $p < 0{,}03$ на распад, то коэффициент конверсии на K-оболочке должен быть $\alpha_K > 0{,}12$.

Рассмотрим сначала предположение, что мы встречаемся здесь с переходом высокой мультипольности. На рис. 2 изображены коэффициенты конверсии на K-оболочке для энергии 1416 keV и $Z = 84$, вычисленные Л. А. Сливом [9] с учетом конечных размеров ядра и экранировки атомного поля. Из рисунка видно, что необходимое значение коэффициента конверсии ($>0{,}12$) может получиться только при очень высокой мультипольности; если переход электрический, то мультипольность выше, чем $E8$, если — магнитный, то мультипольность выше, чем $M6$.

Обратимся теперь к опытам Олбургера и Хедграна [4], в которых на спектрометре с хорошей разрешающей способностью изучались относительные коэффициенты конверсии α_K/α_{L_I}, $\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_I}$ и $\alpha_{L_{III}}/\alpha_{L_I}$ для перехода с энергией 1416 keV в RaC′; первое отношение были измерено, для второго и третьего установлена верхняя граница. Полученные ими результаты изображены на рис. 3—5 (заштрихованная полоса). На этих же рисунках приведены результаты теоретических расчетов отношений коэффициентов конверсии α_K/α_{L_I}, $\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_I}$ и $\alpha_{L_{III}}/\alpha_{L_I}$. Из рис. 3 видно, что экспериментальное значение $\alpha_K/\alpha_{L_I} = 5{,}3 \pm 0{,}3$ не противоречит как переходам высокой мультипольности, так и предположению 0→0-перехода.

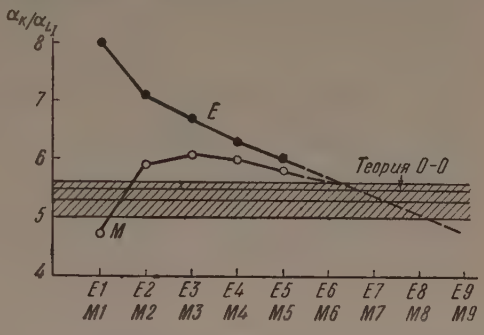


Рис. 3. Теоретические значения относительных коэффициентов конверсии α_K/α_{L_I}. Заштрихованная область — экспериментальный результат, полученный Олбургером и Хедграном [4].

Однако, как видно из рис. 4 и 5, полученный Олбургером и Хедграном верхний предел отношения $\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_I}$ исключает все электрические мультиполи выше $E4$; отношение $\alpha_{L_{III}}/\alpha_{L_I}$ исключает все магнитные мультиполи выше $M4$. Таким образом, все мультипольности исключены; следовательно, переход 1416 keV в RaC′ является 0→0-переходом.

3. Рассмотрим нижние возбужденные состояния RaC′.

Во всех схемах распада RaC′, предложенных до сих пор [10—13], пер-

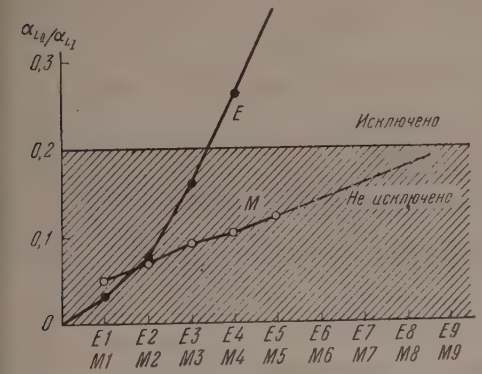


Рис. 5. Теоретические значения относительных коэффициентов конверсии $\alpha_{L_{III}}/\alpha_{L_I}$ по [4]

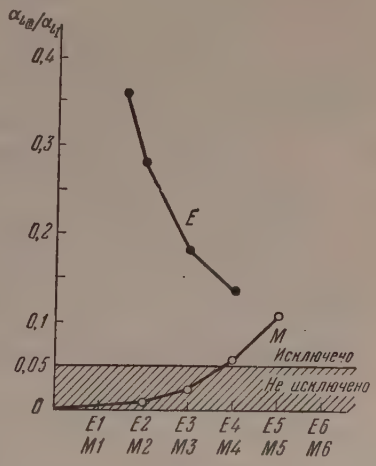


Рис. 4. Теоретические значения относительных коэффициентов конверсии $\alpha_{L_{II}}/\alpha_{L_I}$ по [4]

вый возбужденный уровень лежит при энергии 609 keV. Относительно расположения следующих уровней согласия нет: назывались значения энергии возбуждения 930, 1240, 1290 и 1410 keV [10]; 934, 1120, 1282 и 1412 keV [11]; 766, 934, 1120, 1282 и 1416 keV [12].

В работе [13] на основании анализа всех данных было сделано заключение, что последовательность уровней такова: 1281, 1378, 1391, 1396 и 1416 keV. Этой последовательности, изображенной на рис. 6, мы и будем придерживаться в настоящей статье.

Квантовые характеристики известны для трех уровней из представленных на рис. 6:

1) основное состояние у RaC′, как у всякого ядра с четными Z и A, принадлежит к типу 0^+;

2) первое возбужденное состояние 609 keV по той же причине принадлежит к типу 2^+; измерения относительного коэффициента конверсии для этого перехода, повидимому, не противоречат этому утверждению; уровень с такой энергией хорошо согласуется с известной эмпирической закономерностью расположения первых уровней возбуждения четно-четных ядер, найденной Шарф-Гольдгабер [14];

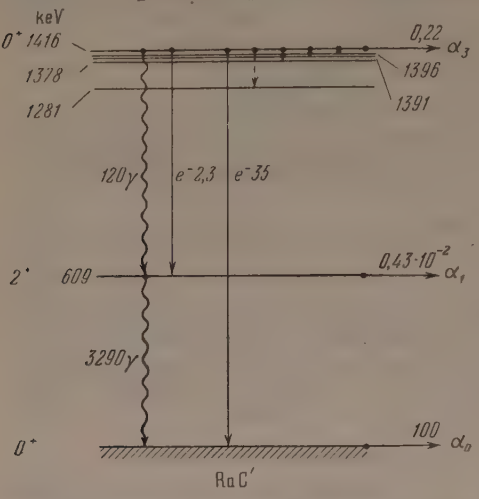


Рис. 6. Нижние уровни возбуждения RaC′. Возле буквы, обозначающей тип распада, указано число актов на 10^4 распадов

3) уровень 1416 keV, согласно изложенному выше, принадлежит к типу 0^+.

Дополнительная проверка правильности приписания типов может быть сделана на основании новых экспериментальных данных [13] следующим образом.

Переход между уровнями 1416 и 609 keV, согласно схеме, должен быть типа $0^+ \rightarrow 2^+$, т. е. типа $E2$. Интенсивность γ-лучей в этом переходе, согласно [13], составляет $0{,}012 \pm 0{,}008$ кванта на распад; интенсивность конверсионного перехода, согласно [7], составляет $2{,}3 \cdot 10^{-4}$ электрона на распад. Отсюда следует, что $\alpha_K = 1{,}9 \cdot 10^{-2}$. Это значение достаточно близко к теоретическому значению для перехода типа $E2$ $\alpha_K = 8{,}6 \cdot 10^{-3}$, если учитывать большую погрешность в экспериментальном значении.

4. Рассмотрим теперь уровень 1416 keV. Известны следующие возможности разрядки этого уровня:

1) γ-переход на уровень 609 keV с интенсивностью $\sim 0{,}012$ кванта на распад [13];

2) конверсионный переход на этот же уровень с интенсивностью $2{,}3 \cdot 10^{-4}$ электронов на распад [7];

3) конверсионный переход на основной уровень с интенсивностью $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ электронов на распад [8];

4) испускание длиннопробежных α-частиц с интенсивностью $2{,}2 \cdot 10^{-5}$ α на распад [15].

Кроме перечисленных выше возможностей разрядки уровня 1416 keV, вероятно, могут происходить также и γ-переходы и конверсионные переходы на уровни 1281, 1378, 1391 и 1396 keV. Однако ввиду малой разности энергий эти переходы не могли быть обнаружены: даже если бы они были электрическими дипольными, то были бы слабее электрического квадрупольного перехода с $h\nu = 806$ keV более чем в 5000 раз и происходили бы реже, чем 1 раз на 10^6 распадов. Конверсионные переходы на эти уровни могли бы быть замечены только в том случае, если бы промежуточные уровни имели очень высокий спин, что, повидимому, не имеет места.

Мы можем поэтому ограничиться рассмотрением перечисленных выше четырех видов разрядки уровня 1416 keV.

Для теории $0 \rightarrow 0$ -переходов существенно знать абсолютную вероятность конверсионного перехода, или, иначе говоря, парциальное время жизни уровня 1416 keV по отношению к конверсионному переходу. Эта величина определялась неоднократно, причем всегда для ее определения сравнивались вероятности конверсионного перехода и появления длинно-

пробежных α-частиц (группа α_3). Отношение этих вероятностей может быть представлено в таком виде:

$$\frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_{\alpha_3}} = \frac{N_{e^-}}{N_{\alpha_3}},$$

где N_{e^-} и N_{α_3} — число конверсионных электронов и α-частиц группы α_3 на распад.

Из опыта известно, что $N_{\alpha_3} = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$ α на распад [14] и $N_{e^-} = 3{,}5 \cdot 10^{-3}$ электронов на распад [8]. Поэтому для определения λ_e остается только вычислить λ_{α_3} или время жизни уровня 1416 keV по отношению к α-распаду. Для определения этой величины предполагалось, что вероятности α-распада с основного состояния RaC и с уровня 1416 keV отличаются одна от другой только из-за проницаемости барьера (предэкспоненциальные множители считались одинаковыми, l положено равным нулю):

$$\lambda_{\alpha_3} = \lambda_{\alpha_0} e^{-(\Pi_3 - \Pi_0)}, \qquad (1)$$

$$\Pi = 2\alpha \frac{c}{v} zZ\,(2U_0 - \sin 2U_0), \qquad (2)$$

где λ_{α_0} — вероятность α-распада основного состояния RaC' ($T = 1{,}55 \cdot 10^{-4}$ сек), Π_3 и Π_0 — значения Π для групп α_3 и α_0, α — постоянная тонкой структуры, c — скорость света, v — скорость разлета частиц (т. е. сумма их скоростей), z и Z — атомные номера частиц, $U_0 = \arccos (Qr_0/zZe^2)^{1/2}$, Q — полная выделяющаяся энергия в эргах, r_0 — радиус ядра в см.

Некоторым основанием для применения этой формулы являлось то, что оба α-распада происходят с уровней со спином 0 и приводят к основному состоянию RaD, также имеющему спин 0; поэтому факторы, связанные с изменением момента, отсутствуют.

Для вычисления величины $\Pi_3 - \Pi_0$ необходимо знать радиус ядра r_0. Значения $e^{\Pi_3 - \Pi_0}$ для трех предположений о радиусах ядер следующие:

$e^{\Pi_3 - \Pi_0} = 1998$ при $r_0 = 2{,}05 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ (радиусы Бете)
$e^{\Pi_3 - \Pi_0} = 2697$ при $r_0 = 1{,}50 \cdot 10^{-13} A^{1/2}$ (обычные радиусы)
$e^{\Pi_3 - \Pi_0} = 3294$ при $r_0 = 1{,}20 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ (новые радиусы)

Значения $e^{\Pi_3 - \Pi_0}$ для двух последних, наиболее вероятных предположений относительно r_0 отличаются немного; поэтому неопределенность в r_0 не играет роли.

Подставляя λ_{α_0} и $e^{\Pi_3 - \Pi_0}$ для новых радиусов в (1), получаем:

$$T_{e^-} = 3{,}0 \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

В литературе встречаются два значения T_{e^-}, полученных этим способом:

а) значение Бете [16] ($8 \cdot 10^{-11}$ сек), которое после приведения к новым радиусам и новому значению N_{e^-} приобретает вид

$$T_{e^-} = 3{,}5 \cdot 10^{-11} \text{ сек};$$

б) значение Дрелла и Розе [17]:

$$T_{e^-} = 2{,}5 \cdot 10^{-11} \text{ сек}.$$

Причины расхождения в T_{e^-} не ясны.

Указанный способ вычисления λ_{α_3} вызывает два возражения:

1) экстраполирование по проницаемости барьера происходит более чем на три порядка, поэтому результат не может быть точным;

2) в свете современных представлений ясно, что ядро не обладает сферической симметрией, хотя и не сильно деформировано ($\Delta R/R \approx 0{,}2$,

согласно [18]). Приведенные выше формулы выведены для сферической потенциальной ямы. Формул для деформированных ядер нет. В этих условиях экстраполирование на несколько порядков не убедительно.

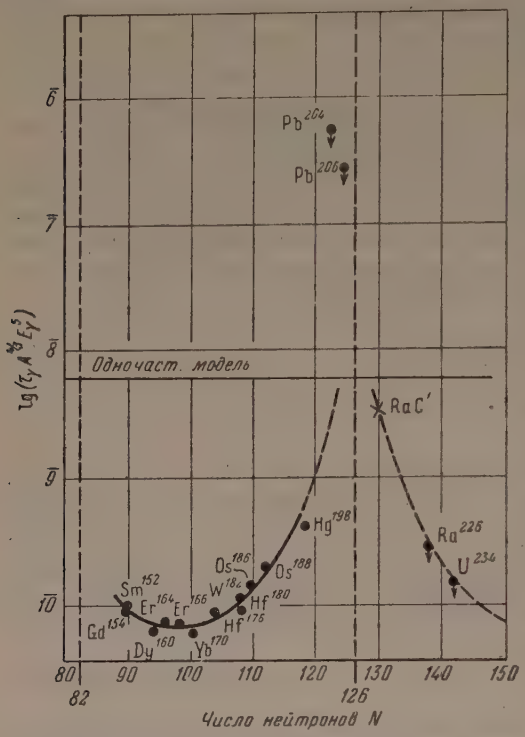


Рис. 7. Кривая зависимости приведенного времени жизни изомеров от числа нейтронов в ядре (по Саньяру)

Ввиду изложенного выше представляется интересным произвести независимую оценку λ_{e^-}, основанную на сопоставлении вероятностей λ_{e^-} и $\lambda_{\gamma_{806}}$.

Переход $h\nu = 806$ keV принадлежит к типу $E2$. Согласно Вайскопфу [19] для одночастичных переходов типа $E2$

$$\lambda_\gamma = 1{,}6 \cdot 10^8 \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^5 \text{ сек}^{-1}$$

(см. также [20]).

Для нашего случая $h\nu = 806$ keV, $\lambda_\gamma = 6{,}9 \cdot 10^{-10}$ и, следовательно,

$$\lambda_{e^-_L} = \lambda_{\gamma_{806}} \cdot \frac{N_{e^-_L}}{N_{\gamma_{806}}} 2{,}0 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1},$$

$$T_{\frac{1}{2}e^-} = 3{,}5 \cdot 10^{-12} \text{ сек}.$$

Соответствующий параметр перекрытия волновых функций $\rho \approx 0{,}40$.

Против этого вычисления может быть сделано следующее возражение. Вычисление времени жизни для γ-перехода по формулам Вайскопфа носит только ориентировочный характер. Известно, что для области редких земель время жизни первого возбужденного состояния четно-четных ядер оказывается приблизительно в 100 раз меньше, чем это следует по формулам Вайскопфа [19]. Саньяр [18] обратил внимание на то, что это отклонение от формулы плавно зависит от числа нейтронов в ядре: оно достигает максимума вдали от магических чисел и уменьшается по мере приближения к замкнутым оболочкам. Кривая Саньяра приведена на рис. 7. Хотя, конечно, проведение пунктирных участков кривых рис. 7 является рискованным, оно все же может служить для грубой оценки времени жизни первого возбужденного состояния RaC'.

По положению крестика на рис. 7 можно ожидать, что истинное время жизни состояния 609 keV только в 1,8 раза меньше, чем это следует по формулам Вайскопфа.

Как указывалось выше, переход 1416 → 609 keV в RaC' принадлежит к типу $0 \rightarrow 2^+$, т. е. к тому же типу, что и переход $2^+ \rightarrow 0$. Однако нет уверенности в том, что отступление от формулы Вайскопфа будет таким же для перехода между уровнями 1416 и 609 keV.

Основное состояние RaC' и его первое возбужденное состояние 609 keV, вероятно, близки по структуре, так как принадлежат к одной системе коллективных уровней. Состояния с возбуждением 1416 и 609 keV принадлежат, повидимому, к разным системам и, возможно, отличаются по структуре. В отступлениях от теории, столь отчетливо видных на рис. 7, именно эти структурные факторы могут по-разному проявиться.

Поэтому не ясно, следует ли при вычислении λ вносить поправочный множитель 1,8 или нет. Мы не вносили эту поправку в приведенное выше

значение T_{e^-}, но считаем, что неточность этого определения может достигать множителя 3. Но даже в широких пределах этой погрешности получающееся значение T_{e^-} не согласуется с оценками Бете и Дрелла.

5. В связи с изложенным представляется интересным сопоставить вероятности двух видов разрядки уровня 609 keV — γ-излучения и α-распада (группа α_1 в спектре длиннопробежных α-частиц).

Время жизни по отношению к испусканию γ-лучей у уровня 609 keV, вычисленное по формуле Вайскопфа:

$$T_{\gamma_{609}} = 4{,}0 \cdot 10^{-11} \text{ сек};$$

если же ввести поправку по эмпирической кривой Саньяра, то

$$T_{\gamma_{609}} = 2{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ сек}.$$

Вероятность α-распада этого состояния можно выразить через вероятность α-распада основного состояния RaC′ и отношение проницаемостей барьера (предэкспоненциальные множители попрежнему полагаем одинаковыми):

$$\lambda_{\alpha_1} = \lambda_{\alpha_0} e^{-\Pi_0 + \Pi_1},$$

где Π_0 вычисляется по приведенной выше формуле (2) для П, а Π_1 — по той же формуле, но при $l = 2$.

В результате получается

$$\lambda_{\alpha_1} = 9{,}5 \cdot 10^2,$$

и отношение

$$\lambda_{\gamma_{609}} : \lambda_{\alpha_1} = 1{,}8 \cdot 10^7.$$

На опыте, однако, получается, что

$$\lambda_{\gamma_{609}} : \lambda_{\alpha_1} = 0{,}329 : 0{,}43 \cdot 10^{-6} = 7{,}6 \cdot 10^5.$$

Значительное различие в экспериментальном и расчетном значениях отношения $\lambda_{\gamma_{609}} : \lambda_{\alpha_1}$ показывает, что на вероятность α-распада действуют неизвестные пока факторы, вероятно, связанные со структурой участвующих состояний.

Авторы приносят благодарность Л. А. Сливу за предоставление результатов вычислений коэффициентов конверсии на K-оболочке для интересующего их случая; Л. К. Пекеру — за обсуждение вопросов, связанных с α-распадом, и В. А. Крутову — за экстраполяцию по таблицам Розе относительных коэффициентов конверсии.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии
им. Д. И. Менделеева

Цитированная литература

1. Fowler R., Proc. Roy. Soc., **A129**, 1 (1930).
2. Ellis C., Aston G., Proc. Roy. Soc., **A129**, 180 (1930).
3. Латышев Г., Слив Л., Барчук И., Башилов А., Изв. АН СССР, Серия физич., **13**, 340 (1949).
4. Alburger D., Hedgran A., Arc. f. Fys., **7**, 423 (1954).
5. Гей В., Латышев Г., Цыпкин С., Изв. АН СССР, Серия физич., **12**, 731 (1948); Алиханов А., Латышев Г., J. of Phys. USSR, **3**, 263 (1940).
6. Сахаров А., Диссертация.— ФИАН, М., 1948.
7. Mladjenovic M., Slatis H., Ark. f. Fys., **8**, 65 (1954).
8. Константинов А., Латышев Г., J. of Phys. USSR, **5**, 239 (1941); Латышев Г., ЖЭТФ, **14**, 65 (1944).
9. Слив Л., Доклад на VI Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.
10. Demichelis F., Malvano R., Nuovo Cim., **12**, 358 (1954).

11. Surugue J., J. Phys. et Rad., 7, 358 (1946).
12. Ellis C., Intern. Conference of Physics.— London, 1934.
13. Шестопалова С., Диссертация.— ВНИИМ, 1955.
14. Scharf-Goldhaber G., Phys. Rev., 90, 587 (1953).
15. Rutherford E., Lewis W., Bowden B., Proc. Roy. Soc., A 142, 347 (1933); Rutherford E., Wynn-Williams C., Lewis W., Bowden B., Proc. Roy. Soc., A 139, 617 (1933).
16. Бете Г., Физика ядра, ч. II.— ОГИЗ, М.— Л., 1948.
17. Drell S., Rose M., Prog. of Theor. Phys., 7, 125 (1952).
18. Sunyar A., Phys. Rev., 98, 653 (1955).
19. Weisskopf V., Phys. Rev., 83, 1073 (1951).
20. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 391.— Amsterdam, 1955.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Н. А. БУРГОВ и Г. В. ДАНИЛЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА γ-ЛУЧЕЙ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ в Na^{23} и Th^{232}

При захвате тепловых нейтронов ядрами последние возбуждаются до энергий связи нейтрона, т. е. до энергий порядка 7—8 MeV. Это возбуждение снимается в основном путем излучения одного или нескольких γ-квантов. Знание энергетического спектра и интенсивностей γ-лучей, наряду с характеристиками уровней ядра (моментами, четностями), определенными из реакций с заряженными частицами, позволяет сделать выводы о мультипольностях излучений, радиационных ширинах и т. д., которые являются критериями справедливости той или иной модели ядра. До последнего времени такие сведения исследователи получали при изучении γ-лучей, сопровождающих β^+-распады, что ограничивало область энергий до 2—3 MeV. Появление ядерных реакторов с большими нейтронными потоками расширило область исследований до 12 MeV.

С 1948 г. исследованиями γ-лучей захвата нейтронов занималась группа — Кинси, Бартоломью, Уолкер. Они изучили спектры γ-лучей захвата для многих элементов на парном спектрометре и получили важные результаты.

Недавно опубликованы данные Грошева и др. [1] по исследованию γ-лучей захвата на спектрометре, анализирующем комптоновские электроны. Характеристики прибора делают «комптоновский» спектрометр значительно эффективнее магнитного парного.

В последние годы успешно развивается сцинтилляционная γ-спектрометрия. В опубликованной работе [2] авторы изучали спектр γ-лучей, испускаемых ядрами бора и углерода при бомбардировке их дейтонами, на парном сцинтилляционном спектрометре. По точности полученных ими результатов, а также по разрешающей способности этот прибор близок к магнитным спектрометрам.

В настоящей работе для изучения γ-лучей, возникающих при захвате нейтронов ядрами, использовался магнитный парный спектрометр.

Краткое описание методики

На рис. 1 схематически изображена геометрия опыта и парный спектрометр.

В горизонтальный канал опытного тяжеловодного реактора АН СССР вплотную к активной зоне помещался исследуемый образец. Перед образцом ставили блок висмута толщиной 10 см для поглощения γ-лучей реактора.

Далее следовала система коллимирующих свинцовых диафрагм. В отверстии последней из диафрагм была помещена пробка из LiF для поглощения нейтронов. Для этой же цели на выходе канала расположена коллимирующая труба, наполненная борной кислотой H_3BO_3. Пучок γ-лучей ϕ 50 мм проходит через дополнительную свинцовую диафрагму и падает на радиатор R, расположенный в центре камеры спектрометра. Радиатор представляет собой свинцовую фольгу размером 50 × 90 мм, с поверхностной плотностью 40 мг см$^{-2}$. В плоскостях, расположенных под углом 15° к плоскости радиатора, в специальных держателях были

вмонтированы тонкостенные (толщина стенок 0,05 мм) медные счетчики ф 5 мм, длиной 60 мм, работающие в гейгеровском режиме.

Необходимо отметить, что при большой загрузке малогабаритные счетчики работали недостаточно устойчиво и требовали частой смены. В четырех блоках *I—IV*, расположенных симметрично по отношению к радиатору, вмонтировано по три счетчика. Каждый из счетчиков в блоках *I* и *III* включен в схему совпадений с каждым из счетчиков в блоках *II* и *IV*. Разрешающее время схемы совпадений было равным 0,3 мксек. Импульсы от схемы совпадений направлялись в счетные каналы, соответствующие определенному расстоянию между счетчиками, вызвавшими совпадения.

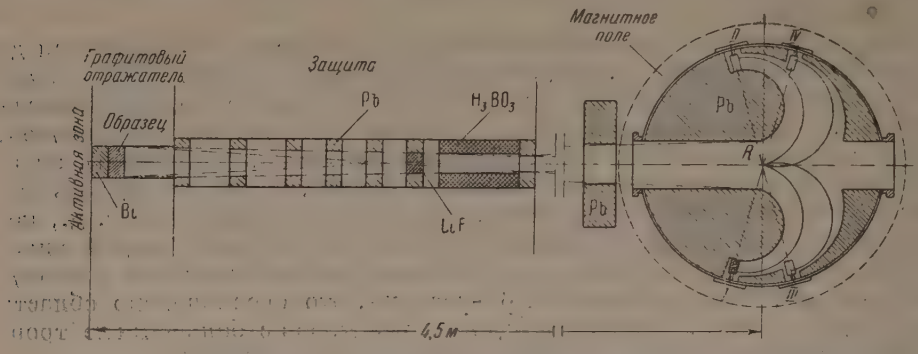


Рис. 1. Схематический горизонтальный разрез парного γ-спектрометра и геометрия опыта. *I — IV*—блоки, содержащие по три малогабаритных счетчика

Счетное устройство состояло из 20 механических счетчиков — по пяти на каждую из четырех пар блоков. Девять вариантов совпадений между шестью счетчиками двух блоков при одном значении магнитного поля давали пять значений энергии. Напряженность магнитного поля нами измерялась по току в обмотке магнита с заранее изученной зависимостью поля от тока. Абсолютная градуировка поля проводилась по γ-линии Na^{24} с энергией 2,756 MeV. Ток в обмотке магнита поддерживался постоянным с точностью до 0,05 % при помощи электронного стабилизатора. Изменение тока проводилось ступенями через каждые 0,05 А, что соответствует интервалу энергии в среднем 50 keV.

При каждом значении магнитного поля показания механических счетчиков снимались 3—4 раза через каждые 30 мин. Обработка результатов проводилась следующим образом.

По показаниям каждого механического счетчика строилась кривая зависимости числа совпадений от Hd, где d — расстояние между внутренними краями щелей, ограничивающих два счетчика, импульсы которых дали совпадение. Затем проводилось графическое суммирование кривых, соответствующих совпадениям между счетчиками двух блоков. Суммирование всех 20 кривых нельзя было проводить, так как зависимости эффективности регистрации от энергии и форма пика совпадений для трех геометрических вариантов оказались различными.

Энергия γ-лучей подсчитывалась по формуле

$$E_\gamma = 2\sqrt{\left[\frac{3(Hd)_0}{2\cdot 10^4}\right]^2 + (m_0c^2)^2},$$

где $(Hd)_0$ — экстраполированная граница пика совпадений, а $m_0c^2 = 0{,}511$ MeV.

В величину $(Hd)_0$ вводилась теоретически рассчитанная поправка на так называемый «эффект хвоста». Эта поправка составляла от 0,5 % для $E_\gamma = 2{,}76$ MeV и до 1,2 % для $E_\gamma = 10{,}8$ MeV. Значения относительных

интенсивностей линий получались из амплитуд пиков совпадений с учетом теоретически рассчитанной эффективности прибора. Абсолютное значение $\nu(E)$ — числа γ-квантов на захват в образце — вычислялось из сравнения исправленных амплитуд исследуемого и известного пиков. При исследовании Na таким эталоном являлась γ-линия с энергией 2,756 MeV, сопровождающая β-распад натрия, а следовательно, при насыщении имеющая абсолютную интенсивность 1 γ-квант на захват.

В условиях работы нашего реактора ν (2,756) оказалось равным 0,9 γ-квант на захват. Наряду с этим оказалось возможным в первом приближении оценить абсолютную эффективность прибора для $E_\gamma = 2{,}756$ MeV по известным сечению захвата в Na и числу ядер, с учетом самоэкранирования. Эта цифра нами использовалась для оценки абсолютных интенсивностей γ-лучей тория.

Следует отметить, что недостаточный нейтронный поток ($\sim 2{,}5 \cdot 10^{11}$), а также низкая абсолютная эффективность прибора ($\sim 0{,}8 \cdot 10^{-8}$ совпадений на квант) дают настолько малую скорость счета, что для получения надежных результатов необходимо при каждом значении тока (H = const) производить измерения в течение нескольких часов. Этот фактор вынудил нас утолстить радиатор вдвое — до поверхностной плотности 40 мг см$^{-2}$ и снять щели со всех блоков, за исключением *IV* (наиболее загруженный электронами блок). Эти меры привели к ухудшению разрешения в 2—3 раза.

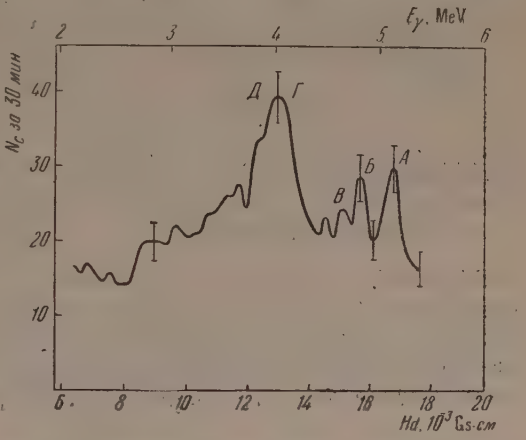


Рис. 2. Аппаратурный спектр фона γ-лучей, исходящих из реактора и частично проходящих через блок висмута в спектрометр (см. также табл. 1)

Результаты

Прежде чем приступить к изложению результатов исследования γ-лучей захвата, мы вкратце остановимся на вопросе о фоне при измерениях.

Фон при счете совпадений складывается из двух, различных по своему характеру компонент.

Первая из них — это фон γ-лучей, исходящих из реактора и частично проходящих через блок висмута. Именно в такой геометрии он нами ис-

Таблица 1

Относительная интенсивность и идентификация линий аппаратурного спектра фона γ-лучей, исходящих из реактора и частично проходящих через блок висмута

Условное обозначение линий	E_γ, MeV	Относительная интенсивность (в произвольных единицах)	Идентификация линий	Литературные ссылки
А	$5{,}25 \pm 0{,}05$	0,86	Al 5,21 MeV 3%	[3]
Б	$4{,}96 \pm 0{,}05$	0,96	C 4,95 MeV	[4]
В	$4{,}73 \pm 0{,}05$	0,67	Al 4,79 MeV 9%	[3]
Г	$4{,}27 \pm 0{,}10$	2,53	Bi 4,17 MeV	[5]
Д	$4{,}06 \pm 0{,}10$	2,51		

следован и аппаратурный спектр его показан на рис. 2; на нем выявляется несколько линий, принадлежащих алюминию, углероду и висмуту.

Результаты обработки спектра γ-лучей фона сведены в табл. 1.

Второй компонентой фона являются случайные совпадения. Нами специально измерялось число случайных совпадений между счетчиками блоков *I—III* и *II—IV*. Интенсивность счета случайных совпадений зависит от образца и в среднем имеет тот же порядок, что и интенсивность γ-фона реактора.

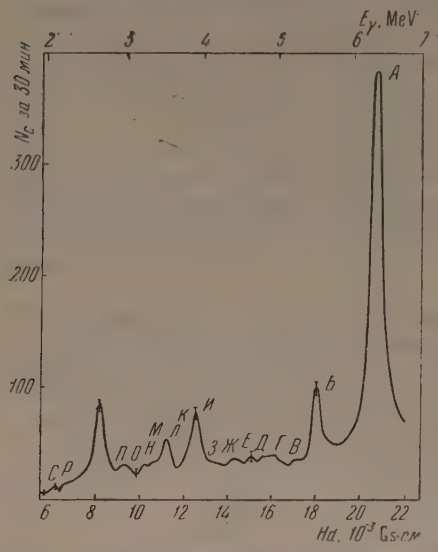


Рис. 3. Аппаратурный спектр γ-лучей Na^{24} (необозначенный пик соответствует γ-линии с энергией в 2,756 MeV, сопровождающей β-распад Na^{24})

Последнее обстоятельство затрудняет вычет фона из спектра того или иного элемента, и мы вынуждены были при измерениях энергии, соответствующей пику совпадения, экстраполировать верхнюю границу пика до уровня неразрешенной части спектра. Однако зачастую не удается однозначно определить этот уровень, что и вносит основной вклад в величину ошибки при измерении энергии.

Na^{24}

Образец натрия был взят в виде порошка NaF весом 3,7 кг, помещенного в тонкостенный алюминиевый контейнер ϕ 140 мм. Спектр γ-лучей измерялся в интервале энергий 2 ÷ 6,5 MeV. Наилучшие результаты получились в совпадениях между счетчиками блоков *I* и *II*, где благодаря ограничению телесного угла свинцовыми экранами разрешение оказалось равным 140 keV. Однако из-за слабой светосилы прибора при работе на этих блоках интенсивность счета не достаточна для надежных измерений слабых γ-линий.

Таблица 2

Сравнение результатов по изучению линий γ-спектра захвата Na^{24}, полученных разными авторами

Условные обозначения	Наши результаты		Данные Кинсея [3]		Данные Грошева [1]	
	E_γ, MeV	Интенсивность, % на захват	E_γ, MeV	Интенсивность, % на захват	E_γ, MeV	Интенсивность, % на захват
А	6,42 ± 0,03	21	6,41 ± 0,03	20	6,40 ± 0,03	22
В	5,62 ± 0,03	5,7	5,61 ± 0,03	7,5	5,61 ± 0,03	6
В	(5,35 ± 0,05)	(0,5)	—	—	(5,30 ± 0,05)	(0,3)
Г	(5,08 ± 0,05)	(1,2)	5,13 ± 0,03	1,8	(5,12 ± 0,05)	(0,8)
Д	(4,91 ± 0,07)	(1,3)	—	—	(4,90 ± 0,05)	(1,2)
Е	(4,72 ± 0,05)	(1,3)	—	—	(4,70 ± 0,05)	(0,9)
Ж	(4,54 ± 0,05)	(1,3)	—	—	4,50 ± 0,04)	2,1
З	(4,29 ± 0,05)	(0,7)	—	—	(4,30 ± 0,05)	(0,5)
И	4,03 ± 0,05	14,6	3,96 ± 0,03	20	3,98 ± 0,04)	17,2
К			3,85 ± 0,03	11	3,86 ± 0,04)	5,9
Л	3,64 ± 0,05	13,2	3,60 ± 0,03	10	3,60 ± 0,03)	18
М			3,56 ± 0,03	20	3,56 ± 0,03)	
Н	(3,40 ± 0,05)	(2,3)	—	—	—	—
О	(3,31 ± 0,07)	(5)	—	—	3,30 ± 0,02	5
П	(3,11 ± 0,05)	(8,2)	—	—	3,08 ± 0,02	9,5
Р	(2,36 ± 0,05)	(13,5)	—	—	2,41 ± 0,03	10,5
С	(2,20 ± 0,05)	(22,6)	—	—	2,21 ± 0,03	7,5

Аппаратурный спектр совпадений между счетчиками блоков *I* и *II* изображен на рис. 3. Результаты обработки этого спектра даны в табл. 2.

Для сравнения в ней приведены также результаты, полученные Грошевым [1] и Кинси [3]. Все линии, наблюдавшиеся на парном спектрометре в работе [3], наблюдались и нами. Кроме того, мы наблюдали и ряд других линий, совпадающих с наблюдавшимися Грошевым [1]. Статистика для этих линий является недостаточной, и потому предполагаемые значения энергий и интенсивностей в таблице нами взяты в скобки.

Отсутствие к настоящему моменту аналитического выражения для формы пика совпадений не позволило нам разрешить дублеты *З*, *ИК* и *ЛМ*. По той же причине мы не приводим исправленного спектра. В настоящее время эти расчеты завершаются. Из анализа результатов по натрию следует, что данные группы Кинсея нельзя считать исчерпывающими.

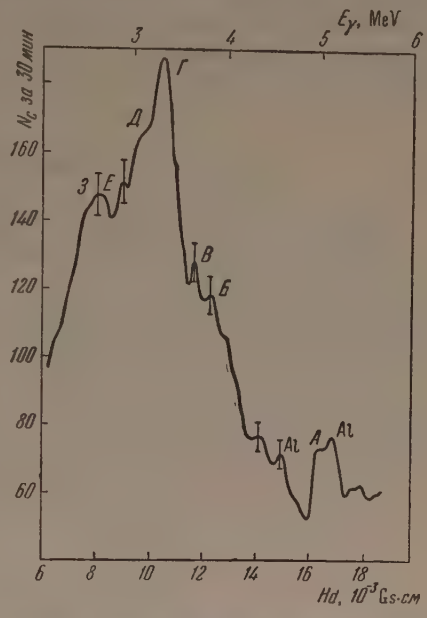


Рис. 4. Аппаратурный спектр γ-лучей Th^{233}

Th^{233}

Образец тория был взят в виде пакета из металлических дисков, толщиной 2 мм, вырезанных из чистого листового тория и помещенных в алюминиевый контейнер. Вес тория составил 7,5 кг. Измерения проводились в интервале энергий 2 ÷ 5,5 MeV. Интенсивность счета совпадений была настолько низкой, что заслуживает внимания только спектр совпадений между счетчиками блоков *III* и *IV*. Этот спектр приведен на рис. 4. Результаты обработки сведены в табл. 3.

Таблица 3

Спектр γ-линий захвата Th^{233}, полученный на парном спектрометре

Условное обозначение линий	E_γ, MeV	Интенсивность, % на захват
	$5{,}25 \pm 0{,}05$	Al 3%
А	$5{,}11 \pm 0{,}05$	0,2
	$4{,}70 \pm 0{,}05$	Al 9%
В	$3{,}71 \pm 0{,}05$	0,4
Г	$3{,}55 \pm 0{,}05$	3,4
Д	$3{,}15 \pm 0{,}05$	1,6
Е	$2{,}76 \pm 0{,}05$	4,2
З	$2{,}60 \pm 0{,}05$	5,6

Первое, что бросается в глаза,— это слабая интенсивность линий вплоть до энергии в 2,5 MeV. Суммарная интенсивность линий в изученной области равна 15,4 %. Такого же порядка может быть интенсивность неразрешенной части спектра. Следовательно, около 70 % γ-лучей приходится на область $h\nu < 2{,}5$ MeV. Этот факт говорит о высокой плотности уровней и о том, что высвечивание в основном идет каскадно.

Второе обстоятельство, обращающее на себя внимание,— это наличие γ-линии (*А*) с энергией в 5,11 MeV. Эта линия совершенно достоверно не принадлежит фону, что видно из сравнения спектров тория и фона. В то же время линии с энергией в 5,25 и 4,70 MeV, принадлежащие алюминию, присутствуют в обоих спектрах.

Из измерений по d-, p-реакциям Гарвей [6] дает для энергии связи последнего нейтрона в Th^{233} значение в $4{,}9 \pm 0{,}2$ MeV, причем указывает, что эта величина является нижним пределом.

Расчеты [6, 7] дают это значение равным 5,2—5,3 MeV, но в этой области масс энергия связи, рассчитанная по разности масс, дает регулярное завышение.

Нам кажется разумным приписать линию A переходу на основное состояние Th^{233}. Таким образом, для энергии связи нейтрона в Th^{233} мы получаем величину в $5{,}11 \pm 0{,}05$ MeV. Наличие перехода на основное состояние ядра позволяет предположить, что этот переход имеет дипольный характер. Для основного состояния Th^{233} в этом случае может быть принято значение спина $I = {}^1/_2$ или $I = {}^3/_2$, так как исходное ядро Th^{232} — четно-четное и захватываются только S-нейтроны.

Цитированная литература

1. Грошев Л., Адьясевич Б., Демидов А., Доклад, представленный СССР на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева. 1955, стр. 352.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1955.
2. Sample J., Neilson J., Chadwick G., Warren G., Canad. J. of Phys., 33, 12 (1955).
3. Kinsey B., Bartholomew G., Walker W., Phys. Rev., 83, 519 (1951).
4. Bartholomew G., Kinsey B., Canad. J. of Phys. 31, 1 (1952).
5. Kinsey B., Bartholomew G., Walker W., Phys. Rev., 82, 380 (1951).
6. Harvey J., Phys. Rev., 81, 353 (1951).
7. Кравцов В., УФН, 47, 3 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, НО СЕН ЧАН и П. А. ТИШКИН

НОВЫЙ СПОСОБ УЛУЧШЕНИЯ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ЛИНЗОВОГО СПЕКТРОМЕТРА

Линзовые β-спектрометры не обладают точной фокусировкой, поэтому в них не удается получить высокую разрешающую способность при достаточно хорошей светосиле.

Несмотря на этот большой недостаток, линзовые спектрометры используются во многих лабораториях. Это вызвано тем, что они обладают многими положительными свойствами, которых нет у обычных поперечных спектрометров. К таким свойствам можно отнести:

1) возможность использования большого телесного угла (до 11 %) от 4π в работе [1]);

2) возможность получения наибольшей эффективной светосилы $L = \omega s$, где s — площадь источника (см. таблицу в [2]);

3) возможность градуировки спектрометров по одной конверсионной линии (связанная с отсутствием в них железа);

4) линейность градуировки, позволяющую устраивать автоматически действующие β-спектрометры;

5) возможность помещения источника и счетчика вне магнитного поля;

6) наличие осевой симметрии.

Положительные свойства линзовых спектрометров заставляют физиков искать пути улучшения их фокусирующих свойств. В этом направлении предпринимались различные попытки.

Для улучшения фокусировки в спектрометрах с тонкой линзой было предложено два способа:

1) вводилась дополнительная кольцевая диафрагма, расположенная недалеко от фокуса; этот способ несомненно приводит к улучшению разрешающей способности при заданной светосиле; теория его разработана Гриве [3]; строго говоря, в этом способе производится не улучшение фокусирующих свойств прибора, а только выбор условий оптимальной фокусировки, поэтому возможности, предоставляемые этим способом, ограничены;

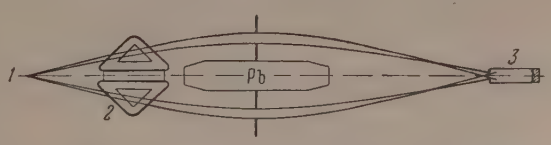


Рис. 1. Ход траектории электронов в меридиональной плоскости линзового спектрометра и положение корректирующих катушек: *1* — источник, *2* — корректирующие фокусировку катушки, *3* — счетчик

2) на оси линзы, внутри траекторий, помещалась специальная катушка, как бы маленькая коаксиальная линза, внешнее поле которой корректировало фокусировку [4, 5]; этот способ дал определенный положительный эффект в работе Шпинеля [4]; полуширина линии F была уменьшена в 1,5 раза; однако возможности этого способа не ясны, а теория его совсем не разработана.

Мы предлагаем третий способ: в линзовый спектрометр вводится дополнительная катушка, создающая поперечное корректирующее поле.

На рис. 1 изображены траектории электронов во вращающейся мериди-

циональной плоскости линзы (плоскости, все время проходящей через электрон и ось линзы). Траектории, проходящие дальше от оси, явно перефокусируются.

Корректировка может быть произведена слабым тороидальным поперечным полем. Мы создаем его при помощи системы треугольных плоских катушек из нескольких витков провода (рис. 2). Катушки располагаются симметрично относительно оси линзы. Они помещаются в таком месте, где поле основной линзы мало́ и, следовательно, вращения меридиональной плоскости нет (см. рис. 1); это уменьшает рассеяние электронов от плоскостей треугольников.

Рис. 2. Общий вид системы корректирующих треугольных катушек

Испытания катушек производились на линзовом спектрометре со следующими характеристиками: расстояние от источника до фокуса 100 см, фокусирующие катушки имеют сечение 32 × × 10 см с центром сечения на расстоянии 18 см от оси линзы. Расположенная в центре линзы выделяющая диафрагма пропускает траектории, которые образуют с осью линзы начальные углы от 10°20′ до 12°53′; других выделяющих диафрагм нет; телесный угол для точечного источника равен 0,5 %.

Если использовать источник ϕ 2 мм и окно счетчика ϕ 3 мм, то относительная ширина экспериментальной линии на половине ее высоты равна 3,2 % (см. рис. 3, правую кривую). По этим характеристикам видно, что наш β-спектрометр принадлежит к весьма распространенному типу и не обладает никакими особыми качествами.

Среди испробованных нами систем корректирующих катушек наилучшие результаты дала система из 16 треугольных однослойных катушек, расположенная на расстоянии 15 см от источника.

Влияние системы треугольников на фокусировку изучалось путем снятия конверсионной линии F активного осадка тория как с выключенными, так и с включенными корректирующими катушками при неизменных всех прочих условиях опыта.

На рис. 3 представлена одна из серий измерений. Отчетливо видно, что при включении катушек электронная линия смещается в сторону меньших токов. Ее полуширина становится меньше приблизительно в 2,5 раза (соответственно 3,2 и 1,3 %), а скорость счета на максимуме возрастает в два раза.

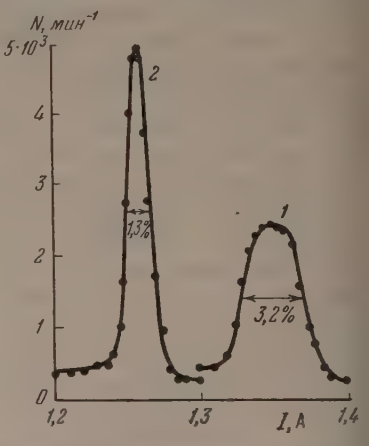


Рис. 3. Конверсионная линия F активного осадка тория, снятая на линзовом спектрометре без корректирующего поля и с корректирующим полем: *1*— без поля, *2*—с полем

Относительная полуширина линии в симметричном линзовом спектрометре, при пренебрежении сферической аберрацией, может быть вычислена по формуле [6]:

$$\eta_l = \frac{d_s + d_w}{4D},$$

где d_s и d_w— соответственно диаметры источника и окна счетчика, D — внутренний диаметр щели. Для наших условий получается

$$\eta = \frac{2+3}{4 \cdot 140} = 0{,}9\ \%,$$

что близко к полученному на опыте значению η —1,3 %. Это свидетельствует о том, что изображение, полученное нами при помощи корректирующих катушек, является почти безаберрационным.

Для того чтобы определить оптимальную силу тока в корректирующих катушках, приходится снимать серию кривых при разных силах тока. Одна из таких серий кривых приведена на рис. 4. Условия опыта были таковы: корректирующие катушки включались параллельно линзе, изучалась зависимость формы линии от силы тока в катушках. По мере увеличения тока в катушках линия становится сначала уже, а затем снова расширяется; кроме того, она постепенно смещается в область меньших токов в линзе. После того как выбран оптимальный ток, нужно изменить число витков в корректирующих катушках таким образом, чтобы можно было включить их навсегда последовательно с основными; для нашего спектрометра оказалось, что в катушках должно быть по 16 витков.

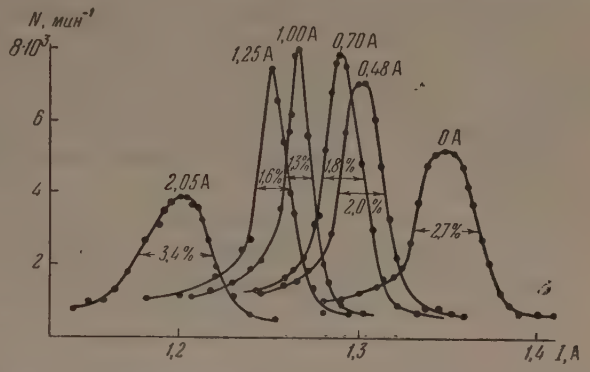


Рис. 4. Зависимость формы и полуширины линии от тока в корректирующей катушке. Цифры у вершины пика означают силу тока в катушках. Кривые получены в условиях, несколько отличающихся от условий, при которых снимались кривые рис. 3

Выбор треугольного сечения для корректирующих катушек был сделан чисто эмпирически. Поэтому можно было ожидать, что корректировка действует не одинаково хорошо в различных частях пучка. Кроме того, представлялось желательным изучить вопрос о возможности расширения пучка.

Для выяснения этих вопросов мы произвели измерения с одной и той же прежней системой корректирующих катушек, но с разными по диаметру аппертурными кольцевыми щелями. Использовались кольцевые щели шириной в 10 мм, ограничиваемые следующими диафрагмами:

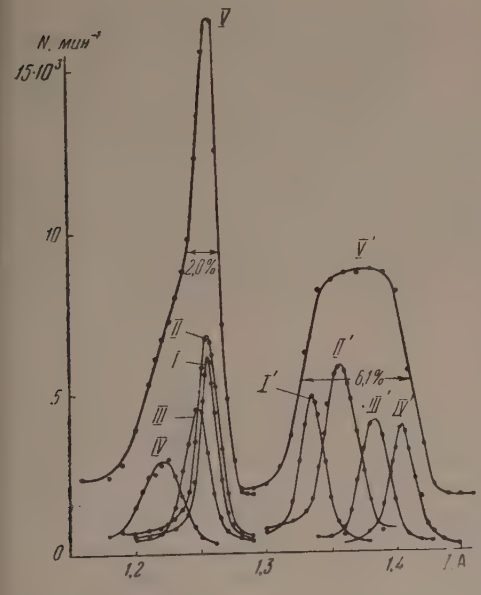


Рис. 5. Изменение положения линии в зависимости от расстояния r аппертурной кольцевой щели от оси: I — r = = 8,5 см, II — r = 7,5 см, III — r = =6,5 см, IV — r =5,5 см. Суммарные кривые V и V' сняты с другим источником

Щель	Внутренний диаметр, мм	Внешний диаметр, мм
I	16	18
II	14	16
III	12	14
IV	10	12
Суммарная	10	18

Результаты измерений представлены на рис. 5. При выключенных катушках (четыре кривых I'— IV' в правой части рисунка) совершенно

явно проявляется наличие нормальной аберрации в пределах приблизительно 5 %: чем меньше диаметр кольцевой щели, тем дальше пучок перссекаст ось (см. рис. 1) и тем бо́льшие токи нужны для наблюдения линии.

При включении катушек картина сильно меняется: относительная полуширина суммарной кривой уменьшается с 6,2 до 2,0 %. Линии, снятые при щелях *I* и *II*, практически проявляются при одном и том же значении тока — для них корректировка вполне хороша. Линия *III* немного сдвинута в сторону меньших токов, а линия *IV* сдвинута в ту же сторону уже значительно больше. Сдвиг линий *III* и *IV* в сторону меньших токов определенно говорит о наличии хотя и незначительной, но отрицательной аберрации.

Изменяя форму катушек, вероятно, можно совместить все линии *I*—*IV* и добиться еще более точной фокусировки широкого пучка.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Agnew H., Anderson H., Rev. Sci. Instr., **20**, 859 (1949).
2. Persico E., Geoffrion C., Rev. Sci. Instr., **21**, 945 (1950).
3. Griwet P., C. R., **230**, 936 (1950).
4. Шпинель В., ЖЭТФ, **22**, 255 (1952).
5. Hubert P., C. R., **233**, 943 (1951).
6. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 80.— Amsterdam, 1955.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

К. А. БАСКОВА и Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ γ-КВАНТОВ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ В РАЗНЫХ ВЕЩЕСТВАХ

1. Процесс замедления и аннигиляции позитронов в веществе не ясен до настоящего времени. Основная масса позитронов, повидимому, сначала замедляется до энергий в несколько электронвольт, а затем уже аннигилирует. Если бы позитрон проходил через газ, состоящий из свободных электронов, то, затормозившись, он образовал бы систему, подобную атому водорода,— позитроний. В зависимости от энергии обеих частиц позитроний образуется в различных возбужденных состояниях. Из большинства этих состояний довольно быстро осуществляется переход в одно из основных состояний позитрония — синглетное, типа 1^1S_0, или триплетное, типа 1^3S_1. В синглетном состоянии позитроний живет около 10^{-10} сек и распадается на два γ-кванта. В триплетном состоянии позитроний живет около 10^{-7} сек и распадается на три γ-кванта.

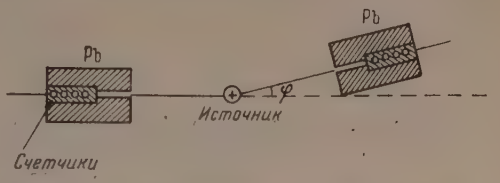


Рис. 1. Схема установки в опыте Власова — Джелепова (масштаб не выдержан)

При двухквантовой аннигиляции позитрония γ-кванты разлетаются под углом 180° один к другому, если позитроний находится в состоянии покоя. При аннигиляции движущегося позитрония угол разлета отличается от 180°: он зависит от относительной ориентации вектора скорости позитрония и направления разлета квантов. Из закона сохранения импульса следует, что если кванты разлетаются под углом 180°— θ, то скорость центра тяжести позитрония не меньше, чем

$$v = \frac{h\nu}{m_0 c} \sin \frac{\theta}{2} .$$

Из этой формулы видно, что, наблюдая кванты, разлетающиеся под углом меньше 179°, мы регистрируем случаи аннигиляции атомов позитрония, имевших скорость $v > 2{,}6 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$, или энергию $E > 40$ eV. Таким образом, изучение углового распределения аннигиляционных квантов дает сведения об энергии аннигилирующих систем в тех случаях, когда эта энергия лежит в области единиц и десятков электронвольт.

Процесс образования и длительность существования позитрония в конденсированных системах не представляются ясными; возможно, что позитроний непрерывно разрушается и вновь создается, так что позитрон взаимодействует по очереди с разными электронами. При этом, однако, взаимодействие должно быть более сильным с валентными электронами (или электронами проводимости в металлах), так как проникать в более глубокие слои атомов позитрону трудно из-за электростатического отталкивания от ядра.

Угловое распределение аннигиляционных квантов при аннигиляции в конденсированных веществах изучалось неоднократно [1—15].

Все работы производились по схеме, близкой к изображенной на рис.1.

По мере совершенствования измерительной аппаратуры угловые распределения оказывались все более узкими, пока в 1950 г. Власовым и Джелеповым [1] и группой Де-Бенедетти [2] не была определена «естественная ширина» аннигиляционного углового распределения. Оказалось, что имеется заметное число случаев, когда аннигиляционные кванты разлетаются под углом, меньшим 180—0°,6. Это означает, что наблюдаются случаи, когда энергия аннигилирующего позитрония превышает 14 eV.

К сожалению, на основании всех опытов, произведенных по схеме рис. 1, трудно делать заключения об энергетическом распределении аннигилирующих пар: во всех этих опытах применялись узкие, но длинные

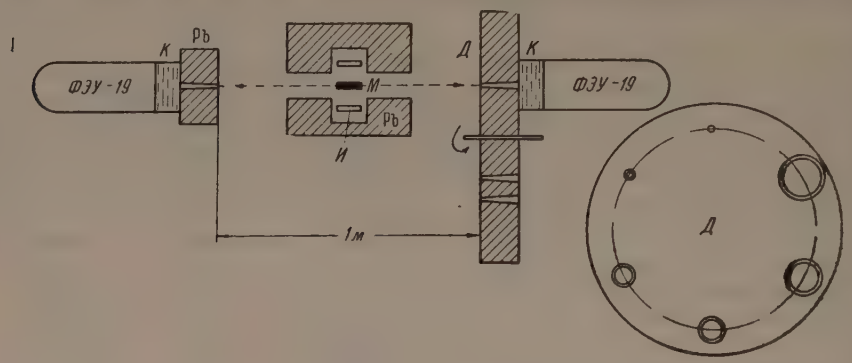


Рис. 2. Схема опыта (масштаб не соблюден): *И* — источник позитронов (Cu^{64}), *М* — мишень из бериллия или свинца, *Д* — диск с кольцевыми диафрагмами, *К* — кристаллы NaJ(Tl)

щели, и, следовательно, даже при расположении всей аппаратуры точно на одной линии могли регистрироваться кванты, разлетающиеся под разнообразными углами φ (до 176°,8 в опытах Власова и Джелепова, 178°,5 в опытах Де-Бенедетти и т. д.).

2. Применение сцинтилляционных счетчиков и схемы совпадений с разрешающим временем $5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-7}$ сек позволило нам изучить кривые углового распределения более точно.

Прежде всего мы повторили с большей статистической точностью и с лучшим угловым разрешением измерения по схеме рис. 1, только счетчики Гейгера—Мюллера были при этом заменены сцинтилляционными (кристаллы NaJ(Tl)). Полученная нами кривая совпала с кривой углового распределения Власова—Джелепова.

После этого мы перешли к опытам с измененной геометрией (рис. 2). Сперва мы помещали радиоактивный источник Cu^{64} в том месте, где на рис. 2 расположена мишень *М*, и изучали угловое распределение аннигиляционных γ-квантов. γ-Кванты, летящие из *М* налево, выделялись небольшим круглым отверстием (ϕ 2 мм) в свинцовом блоке; γ-кванты, летящие направо, выделялись кольцевой диафрагмой. Для этого в большом свинцовом диске *Д* прорезалось шесть диафрагм разного диаметра, как указано на рис. 2. Поворачивая диск, можно было помещать перед одним и тем же кристаллом по очереди разные диафрагмы.

Использование маленького отверстия, с одной стороны, и кольцевых диафрагм, с другой,— позволяет выделять γ-кванты, разлетающиеся в строго определенном интервале углов. Благодаря тому, что с ростом угла θ растет выделяемый телесный угол, становятся возможными измерения при относительно больших θ — от 0°,6 до 2°.

Так как при расположении перед кристаллом разных кольцевых диафрагм γ-лучами освещаются разные части кристалла, можно ожидать, что вероятность регистрации кванта будет не одинакова для разных диафрагм. Для того чтобы исключить эту погрешность, мы определяли эффективную

площадь кольцевых диафрагм по той нагрузке от аннигиляционного излучения, которая наблюдалась на кристалле, когда перед ним находилась рассматриваемая диафрагма.

Источником позитронов первоначально служила радиоактивная медь Cu^{64} в виде медного порошка, который засыпался в свинцовую коробочку толщиной 0,2—0,3 мм. Позитроны в этом случае тормозились и аннигилировали в медном порошке и свинце. Общие размеры источника не превышали размеров круглого отверстия коллиматора перед левым счетчиком.

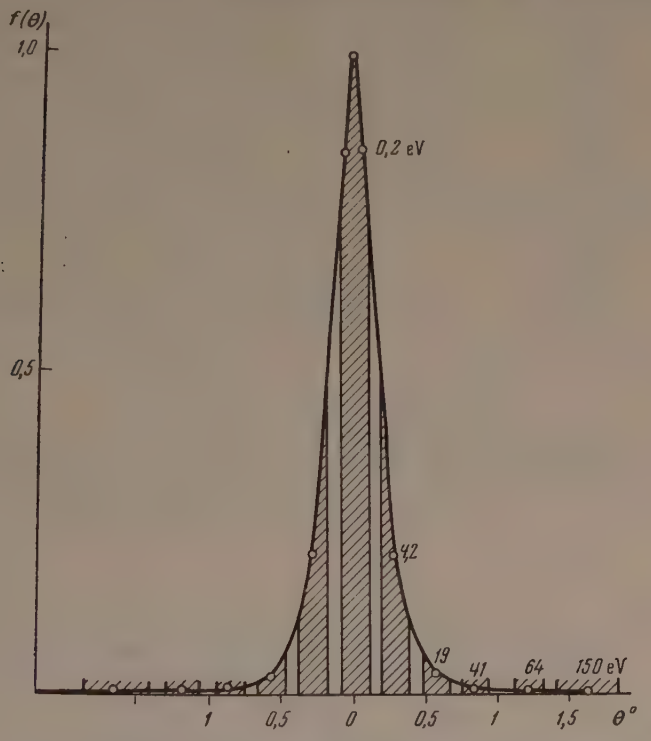


Рис. 3. Кривая углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в свинцовой ампуле с Cu^{64}

Устанавливая перед правым счетчиком по очереди различные диафрагмы и измеряя число совпадений, можно построить, учитывая эффективные телесные углы, истинную кривую углового распределения. Такая кривая представлена на рис. 3. Каждая точка этой кривой соответствует числу совпадений, приведенному к единице телесного угла в угловом интервале, заштрихованном на рисунке.

3. Надо ожидать, что изменение скорости электрона, участвующего в аннигиляции, должно привести к расширению или сужению кривой углового распределения γ-квантов. В связи с этим представляется интересным исследовать аннигиляцию позитронов в веществах с различными скоростями валентных электронов, с которыми, повидимому, происходит аннигиляция большинства позитронов. С этой целью мы предприняли измерения кривых углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в Be и Pb.

Измерения проводились на установке, схематически изображенной на рис. 2. Мишень из исследуемого вещества, в которой тормозились и аннигилировали позитроны, изготовлялась в форме цилиндрика длиной 5 мм и ф 1 или 2 мм — в соответствии с диаметром входного отверстия коллиматора перед левым счетчиком.

Источники позитронов помещались с двух сторон от мишени на расстоянии 4—5 мм и окружались свинцовым блоком толщиной 5 см для защиты сцинтилляционных счетчиков от прямого попадания излучения. В качестве источника позитронов применялась радиоактивная медь Cu^{64} в виде медной фольги толщиной 30—60 μ.

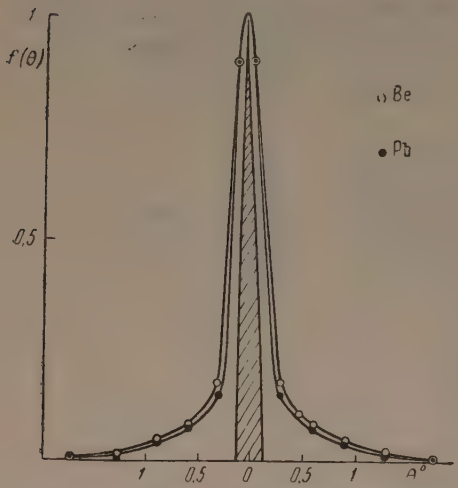


Рис. 4. Кривые углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в бериллии и свинце

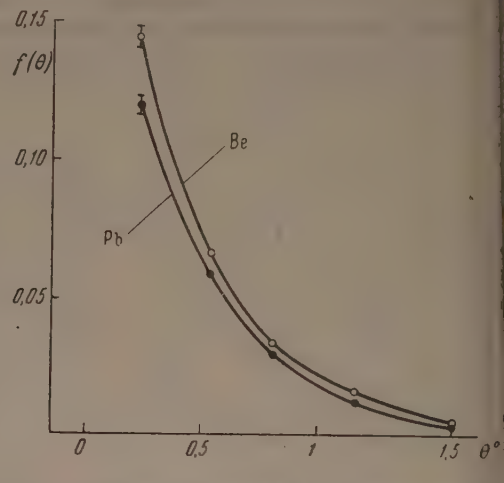


Рис. 5. Область больших θ в приведенных на рис. 4 кривых углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в бериллии и свинце, данная в увеличенном масштабе

Если мишень была убрана, то некоторое число аннигиляционных совпадений все же наблюдалось при всех диафрагмах; оно было связано, повидимому, с аннигиляцией медленных позитронов в воздухе, находящемся в районе мишени. Этих совпадений было в 3—4 раза меньше, чем в опытах с мишенью; они рассматривались как фон и вычитались из совпадений, регистрируемых с мишенью.

Применение кольцевых диафрагм позволило провести измерения с достаточной статистической точностью, позволяющей судить о различии в кривых углового распределения при аннигиляции позитронов в бериллии и свинце. Полученные результаты представлены в виде кривых углового распределения γ-квантов на рис. 4. Как видно из рисунка, кривая углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в бериллии несколько шире, чем в свинце. Различие в ширине лежит за пределами погрешности, как это следует из рис. 5, где область больших углов дана в увеличенном масштабе. В точках, лежащих при $\theta > 0°,5$, статистическая погрешность меньше размера кружков.

Аналогичные результаты были одновременно получены в работах двух групп американских физиков — Грина и Стюарта [3] и Ланга, Де-Бенедетти и Смолуховского [4]. В этих работах измерялась кривая углового распределения аннигиляционных γ-квантов обычным методом вращения одного из счетчиков вокруг оси, проходящей через мишень, при неподвижном другом счетчике, т. е. по схеме рис. 1. Результаты, полученные этими авторами для бериллия и свинца, качественно совпали с результатами настоящей работы: отношение ширины кривой углового распределения для бериллия к ширине кривой для свинца на половине высоты у нас равно 1,20, а по данным американских физиков — 1,16 (хотя сами кривые, как это видно из предыдущего, относятся к разным условиям опытов).

Из анализа кривых углового распределения Грин и Стюарт получили для электронов, участвующих в аннигиляции, фермиевское значение энергии. С ростом фермиевской энергии электронов в металле ширина кривой углового распределения аннигиляционных γ-квантов растет; у бериллия она шире, чем у других исследованных металлов. Это соответствует сравнительно большому значению фермиевской энергии для электронов в бериллии (14 eV). В калии, натрии и литии фермиевская энергия равна 2—4 eV; в свинце фермиевская энергия равна приблизительно 10 eV.

Различие в угловых распределениях указывает на роль скоростей электронов, участвующих в аннигиляции. Наличие таких случаев аннигиляции, когда кванты разлетаются под углом больше 0°,8, что соответствует энергии позитрония больше 25 eV, явно указывает на то, что часть позитронов аннигилирует при больших скоростях центра тяжести системы позитрон+электрон.

Схема усилителя совпадений была предложена А. В. Курашовым; при налаживании радиотехнических схем нам оказывал помощь В. Б. Устинов; в измерениях принимала участие студентка А. С. Басина. Мы приносим им свою благодарность.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Власов Н., Джелепов Б., ДАН СССР, **60**, 207 (1950).
2. De Benedetti S., Cowan C., Konneker W., Primakoff H., Phys. Rev., **77**, 205 (1950).
3. Green R., Stewart A., Phys. Rev., **98**, 486 (1955).
4. Lang G., De Benedetti S., Smoluchowski R., Phys. Rev., **99**, 596 (1955).
5. Алиханян А., Алиханов А., Арцимович Л., ДАН СССР, **1**, 275 (1936).
6. Beringer R., Montgomery C., Phys. Rev., **61**, 222 (1942).
7. Власов Н., Цирельсон Э., ДАН СССР, **59**, 879 (1948).
8. Власов Н., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 337 (1950).
9. Argyle P., Warren J., Canad. J. Phys., **29**, 32 (1951).
10. Griffiths G., Warren J., Canad. J. Phys., **29**, 325 (1951).
11. Maier-Leibnitz, ZS. f. Natur., **11**, 665 (1951).
12. Ambrosino M., Houbaut J., Maignan P., C. R., **237**, 708 (1953).
13. Page L., Heinberg M., Wallace J., Trout T., Phys. Rev., **98**, 206 (1955).
14. Stewart A., Phys. Rev., **99**, 594 (1955).
15. Erdman K., Proc. Phys. Soc., **A68**, 304 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. К. ПЕКЕР

РОЛЬ ДЕФОРМАЦИИ В ОБРАЗОВАНИИ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Успехи экспериментальной техники привели за последнее время к открытию большого числа новых изомерных состояний. Из них особый интерес представляют изомерные состояния в ядрах с нечетным A, так как только они в настоящее время поддаются теоретическому анализу в рамках существующих ядерных моделей. В настоящей работе предпринята попытка анализа таких состояний с точки зрения обобщенной модели оболочек.

В современной литературе изомерами называются возбужденные состояния ядер, характеризующиеся большим временем жизни. Малая вероятность распада таких состояний может быть обусловлена значительным отличием их спинов от спина основного или низкого возбужденного состояния ($\Delta I \geqslant 3$) [1]. Можно также считать установленным, что вероятность распада существенно зависит от природы уровней, между которыми идет переход. Например, в ядрах Lu^{177}, Ta^{181}, Re^{187}, Pa^{231}, Pa^{233}, Np^{237}, Pu^{239} и др. вероятность γ-излучения с некоторых уровней оказывается аномально малой (а время жизни — большим), хотя спины этих уровней отличаются от спинов более низких уровней всего на одну или две единицы [2].

Мы ограничимся рассмотрением изомерных состояний, большое время жизни которых в основном обусловлено разностью моментов $\Delta I \geqslant 3$.

В описании свойств таких состояний одночастичная модель ядерных оболочек достигла наиболее существенных успехов [3—7].

Согласно этой модели мультипольности изомерных γ-переходов должны чаще всего относиться к типу $M4$, так как эти переходы происходят между состояниями $g_{9/2} \rightleftarrows p_{1/2}$, $h_{11/2} \rightleftarrows d_{3/2}$, $i_{13/2} \rightleftarrows f_{5/2}$, и изредка к типу $E3$ (переходы $h_{11/2} \rightleftarrows d_{5/2}$) [5]. Такое предсказание неплохо согласуется с экспериментальными данными. Только в 3—4 случаях (из 90) наблюдаются изомерные переходы другого типа ($M3$, $E4$).

Одночастичная модель позволяет также объяснить скопление изомеров в так называемых островах изомерии, так как изомерные состояния согласно модели могут существовать только в ядрах, у которых один из указанных выше уровней находится в процессе заполнения. Это имеет место только при определенных значениях Z или N ($39 \leqslant Z$; $N \leqslant 49$; $63 \leqslant Z$; $N \leqslant 81$; $93 \leqslant N \leqslant 125$) [3, 4].

Из 90 известных изомерных состояний в ядрах с нечетным A только три расположены вне этих островов (Ga^{65} [8]; Mo^{93} [9]; Po^{211} [10]) и обусловлены особым механизмом возбуждения (возбуждается остов ядра, а не последний нечетный нуклон) [11].

Однако при более детальном анализе изомерных состояний одночастичная модель сталкивается с рядом трудностей.

Оказывается, что границы островов изомерии для ядер с нечетным Z и ядер с нечетным N, вообще говоря, не совпадают. Так, например, в ядрах с нечетным числом нейтронов изомерные состояния наблюдаются в острове $63 \leqslant N \leqslant 81$, в то время как в ядрах с нечетным числом протонов — только при $77 \leqslant Z \leqslant 81$. В ядрах же с $63 \leqslant Z \leqslant 75$ изомерные состояния неизвестны.

В следующем острове $93 \leqslant N \leqslant 125$ изомерные переходы, описывающиеся одночастичной моделью, наблюдаются только при $N > 113$ (10 случаев), а в ядрах $93 \leqslant N \leqslant 115$ наблюдается всего пять изомеров типа $E3$, $M3$, $E4$. Одночастичной моделью оболочек не описываются встречающиеся при Z или $N = 41, 43, 45, 47$ изомерные переходы типа $E3$, причем эта трудность возникает не только при описании мультипольности $E3$ (согласно модели возможно только $M4$), но и вероятности перехода. Изомерный переход типа $E3$ между уровнями $p_{1/2} \rightleftarrows {}^7/_2{}^+$ оказывается значительно менее вероятным, чем можно было ожидать, исходя из одночастичной формулы Вайскопфа.

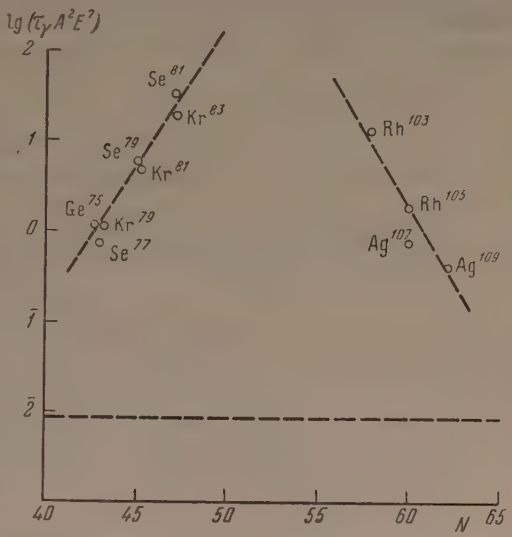


Рис. 1. Данные о вероятностях γ-перехода типа $E3$ между уровнями ${}^7/_2{}^+ \rightleftarrows p_{1/2}$ [12]. На оси ординат отложены приведенные времена жизни; штриховая горизонтальная линия внизу соответствует теоретическим оценкам для строго одночастичного перехода типа $E3$

Из рис. 1 видно, что экспериментальная кривая времен жизни лежит над прямой, полученной из одночастичных теоретических оценок [12].

В последнее время были предприняты попытки преодолеть некоторые из этих трудностей.

Майер [5] обратила внимание на некоторое различие в положении протонных и нейтронных уровней, обусловленное влиянием кулоновского потенциала. Катц [13] указал, что отсутствие изомерных состояний в области $63 \leqslant Z \leqslant 75$ может быть объяснено, если учесть различие в энергии связи протонов и нейтронов на уровне $h_{11/2}$. Шарф-Гольдгабер [14] пыталась объяснить этот же факт тем, что в указанной области изменения Z коллективные уровни типа 2^+ расположены очень низко, под уровнем с большим значением спина. В результате такого расположения станет возможна разрядка уровня с большим значением спина на коллективный уровень и перестанет выполняться условие, необходимое для существования изомерных состояний $\Delta I \geqslant 3$.

Однако все эти попытки нельзя признать удовлетворительными, так как они не позволили объяснить всю совокупность экспериментальных данных.

Ниже будет показано, что учет деформации ядра позволяет устранить все отмеченные трудности без привлечения каких-либо добавочных предположений.

Из анализа различных экспериментальных данных (квадрупольные моменты, изотопическое смещение, энергия первых возбужденных уровней четно-четных ядер) следует, что деформация ядер, у которых по крайней мере одна из оболочек (протонная или нейтронная) близка к заполнению, мала. Для таких ядер при расчете положения одночастичных уровней в первом приближении можно пользоваться сферически-симметричным потенциалом такого же типа, как и в одночастичной модели, вследствие чего для них сохраняются все основные результаты одночастичной модели, в том числе возможность характеризовать состояния точным квантовым числом j (полный момент количества движения нечетного нуклона) и l (орбитальный момент количества движения) и описывать их как состояния: $p_{1/2}$, $g_{9/2}$, $d_{5/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$. Именно этим и объясняется успех простой одночастич-

ной модели при объяснении островов изомерии и мультипольности изомерных переходов типа $M4$, $E3$ в этих островах.

Но, как только мы переходим к ядрам, у которых обе оболочки далеки от заполнения, положение существенно меняется.

Предположение о сферической симметрии ядерного потенциала становится совершенно неприемлемым. Необходимо учитывать несферичность ядра. В случае осевой симметрии деформированных ядер точным квантовым числом является, как известно, не момент количества движения нуклона, а его проекция на ось симметрии Ω [15], которая и измеряется непосредственно на опыте ($I = \Omega$).

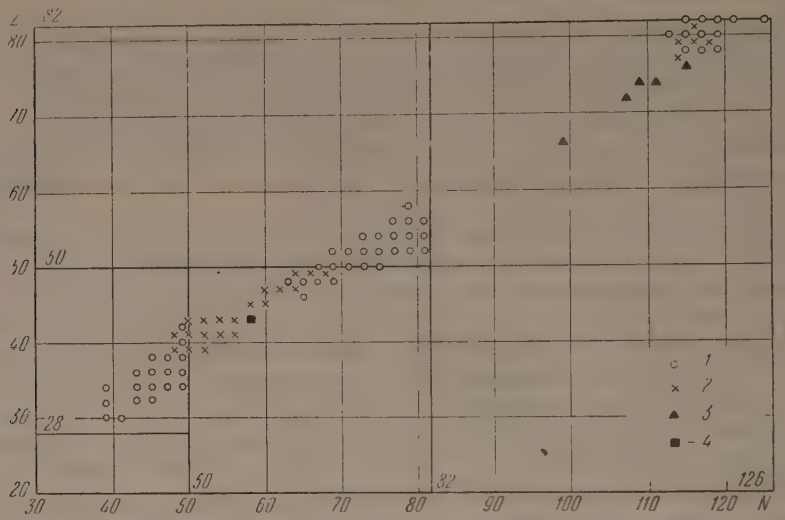


Рис. 2. Изомерные состояния в ядрах с нечетным A. Прямые линии проведены через точки, соответствующие ядрам с заполненными оболочками: *1* — изомеры с нечетным числом нейтронов, *2* — изомеры с нечетным числом протонов, *3* — изомеры, не описывающиеся одночастичной моделью оболочек, *4* — $_{43}Tc^{101}$

Для того чтобы наблюдалось явление изомерии, необходимо, чтобы основное или изомерное состояние имело большой спин: $I = \Omega = {}^{9}/_{2}, {}^{11}/_{2}, {}^{13}/_{2}$ и т. д. В слабо деформированных ядрах большие значения спина $I = j$ будут встречаться у всех ядер с нечетным числом нуклонов на уровне j.

Нетрудно показать, что при заполнении уровней с $j = {}^{9}/_{2}, {}^{11}/_{2}, {}^{13}/_{2}$ число таких ядер соответственно равно 5, 6, 7, $\left(\frac{2j+1}{2}\right.$ ядер$\left._j\right)$. В то же время у ядер с заметной деформацией наибольшее значение спина $I = \Omega = j$ встречается только один раз, так как на уровне с данным Ω могут находиться всего два нуклона. Таким образом, можно ожидать, что уровни с большим значением спинов у деформированных ядер будут встречаться значительно реже, чем предсказывает одночастичная модель. Так как деформация снижает вырождение энергетических уровней по квантовому числу Ω, то число их в сильно деформированных ядрах значительно больше, чем в сферических. Благодаря этому, существенно уменьшается вероятность того, что уровни с сильно различающимися спинами ($\Delta I \geqslant 3$) окажутся рядом.

Оба эти фактора приводят к тому, что в сильно деформированных ядрах с $63 \leqslant Z \leqslant 75$ или $93 \leqslant N \leqslant 115$ не оказывается благоприятных условий для существования изомерных состояний. Рис. 2, на котором представлены все известные в настоящее время изомеры с нечетным A, наглядно это иллюстрирует. Из рисунка видно, что обычные изомеры сосредотачиваются

вблизи горизонтальных и вертикальных линий, соответствующих заполнению оболочки.

Таким образом, отсутствие обычных изомеров с переходами типа $M4$, $E3$ в ядрах с $63 \leqslant Z \leqslant 75$ или $93 \leqslant N \leqslant 115$ объясняется не особенностями в свойствах отдельных протонных или нейтронных уровней, а деформацией поверхности ядра, обусловленной всеми нуклонами (протонами и нейтронами), находящимися вне заполненной оболочки, и представляет собой одно из естественных следствий обобщенной модели оболочек.

Очевидно, однако, что в этой области N и Z также могут встречаться отдельные ядра, обладающие изомерными состояниями, но уже другого типа. В настоящее время известно пять таких ядер. В табл. 1 приведены

Таблица 1

Изомерные γ-переходы в области $99 \leqslant N \leqslant 115$

Ядра	Спин и четность * изомерного и основного состояний	Мультипольность изомерного перехода (экспериментальная)	Литературные данные
$_{66}Dy^{165}_{99}$	$^7/_2{}^+ \rightleftarrows {}^1/_2{}^-$	$E3$	[7]
$_{72}Hf^{179}_{107}$	$^9/_2{}^\pm \rightleftarrows {}^3/_2{}^\pm$	$E3$ или $M3$	[7]
$_{74}W^{183}_{109}$	$^7/_2{}^\pm \rightleftarrows {}^3/_2{}^-$	$E3$ или $M3$	[17]
$_{74}W^{185}_{111}$	$^9/_2{}^\pm \rightleftarrows {}^3/_2{}^-$	$E3$ или $M3$	[17]
$_{76}Os^{191}_{115}$	$^9/_2{}^- \rightleftarrows {}^3/_2{}^-$	$M3 + E4$	[18]

все их известные характеристики. Для описания подобных состояний необходимо использование конкретных предположений о виде потенциала внутри ядра. Если воспользоваться схемой одночастичных уровней, полученной Нильсеном [16] при разных предположениях о величине деформации ядра, можно указать, в каких именно деформированных ядрах должны наблюдаться изомерные состояния, а также определить возможные мультипольности изомерных γ-переходов. Оказывается, что в число таких ядер входят все пять, приведенные в таблице, а также и некоторые другие (например, $_{68}Er^{167}$, $_{70}Yb^{171}$, $_{72}Hf^{177}$ и др.), причем правильно описывается не только сам факт существования изомерного состояния, но и мультипольность изомерного перехода.

При анализе экспериментальных данных следует, конечно, учесть, что в схеме уровней Нильсена, так же как и в схеме Майер, возможно перекрещивание уровней, которое может в отдельных случаях привести к несколько иному порядку следования уровней, чем в [16]. Однако, используя всю совокупность экспериментальных данных, в каждом конкретном случае можно установить их действительный порядок следования.

Исходя из аналогичных соображений, может быть объяснено отсутствие изомерного состояния в Tc^{101}, у которого такое состояние не было найдено, хотя его специально искали [19]. Из рис. 2 видно, что точка, соответствующая Tc^{101}, больше других удалена от вертикальной и горизонтальной линий, вследствие чего это ядро деформировано сильнее других ядер этой области, и для него вступают в силу эффекты, связанные с деформацией.

При анализе изомерных состояний, наряду с определением мультипольности изомерного перехода, крайне важно также рассмотрение ширины уровня или вероятности изомерного γ-перехода, так как это дает возмож-

* Спины и четности получены из анализа различных экспериментальных данных.

ность выяснить некоторые детали ядерной структуры. Такое рассмотрение уже неоднократно проводилось [6, 12, 15, 18, 20], причем было показано, что вероятность γ-переходов типа $M4$ удовлетворительно описывается одночастичной формулой Вайскопфа.

В табл. 2 собраны имеющиеся в литературе экспериментальные данные, из которых видно, насколько хорошо оправдывается эта формула. Фактор F, описывающий отклонения экспериментальных значений от теоретических значений T_γ, не очень сильно отличается от единицы. Согласно Бору и Моттельсону, отклонение F от 1 может быть объяснено несколько различающейся формой ядра в состояниях, между которыми происходит изомерный переход.

Таблица 2

Вероятности некоторых изомерных γ-переходов типа $M4$

Ядро	F*	Ядро	F	Ядро	F
Zn^{69}	0,23	In^{113}	0,144	Xe^{131}	0,33
Kr^{85}	0,38	In^{115}	0,165	Xe^{133}	0,39
Sr^{87}	0,34	Sn^{117}	0,120	Xe^{135}	0,44
Y^{87}	0,22	Sn^{119}	0,90	Ba^{133}	0,21
Y^{89}	0,37	Te^{121}	0,31	Ba^{135}	0,46
Y^{91}	0,14	Te^{123}	0,33	Ba^{137}	0,32
Zr^{89}	0,35	Te^{125}	0,36	Pt^{195}	0,19
Nb^{91}	2,8	Te^{127}	0,31	Pt^{197}	0,20
Nb^{95}	0,23	Te^{129}	0,59	Hg^{197}	0,18
Nb^{97}	0,09	Te^{131}	0,90	Hg^{199}	0,20
Tc^{95}	0,17	Xe^{129}	0,21	Pb^{207}	0,32
Tc^{99}	0,22	—	—	—	—

В последнее время в некоторых случаях (Hg^{197}, Hg^{199}) в изомерных переходах типа $M4$ была замечена примесь мультипольности $E5$ [21, 22], в то время как по одночастичным оценкам примесь $E5$ должна быть настолько мала, что наблюдать ее было бы невозможно $\left(\frac{E5}{M4} \approx 10^{-4}\right)$. Присутствие электрического мультиполя в γ-излучении, по Бору и Моттельсону, обусловлено коллективными эффектами, в частности, индуцированием при одночастичном переходе коллективного динамического электрического момента типа $E5$ [15, 23]. Поскольку в создании этого динамического электрического момента принимает участие вся поверхность ядра, он значительно больше электрического момента, обусловленного одной частицей, и, следовательно, соответствующий γ-переход будет значительно вероятнее.

Значительно сложнее обстоит дело с изомерными переходами типа $^7/_2{}^+ \rightleftarrows p_{1/2}$. Уровень $^7/_2{}^+$, часто появляющийся в области $43 \leqslant Z$, $N \leqslant 47$, вообще не описывается одночастичной моделью. Гольдгабер и Саньяр [6] предположили, что этот уровень возникает в результате взаимодействия 3, 5 и 7 нуклонов, находящихся в состоянии $g_{9/2}$.

На рис. 1 представлена зависимость вероятности γ-переходов между уровнями $p_{1/2}$ и $^7/_2{}^+$ от степени заполнения оболочек. Из рисунка видно, что этот $E3$-переход сильно заторможен, причем заторможенность увеличивается по мере приближения к состоянию с заполненной нейтронной оболочкой 50.

В рамках обобщенной модели оболочек такой ход вероятности перехода находит качественное объяснение. Для чистой конфигурации типа $(g_{9/2})^{3,5,7}_{7/2}$ одночастичные переходы типа $E3$ должны быть абсолютно запрещены

* F — отношение экспериментально наблюдаемой вероятности перехода к вычисленной по формуле Вайскопфа при $R = 1{,}2 \cdot 10^{-13} \cdot A_{1/2}$ см.

благодаря так называемому j-запрету [15]. Для нечетно-нейтронных ядер этот запрет усиливается, так как в переходе принимает участие нейтральная частица, взаимодействие которой с электромагнитным полем излучения очень слабо.

Однако оба эти запрета смягчаются благодаря значительной связи внешних нуклонов с поверхностью [15]. Прежде всего это взаимодействие приводит к небольшой примеси состояния $g_{7/2}$, в результате чего становятся возможными обычные одночастичные переходы типа $E3$. Величина примеси зависит как от расстояния между уровнями $g_{9/2}$ и $g_{7/2}$, так и от величины связи нуклонов с поверхностью. По мере приближения к состоянию заполненной оболочки, с одной стороны, увеличивается расстояние между уровнями $g_{9/2}$ и $g_{7/2}$ [24], а с другой — ослабляется связь внешних нуклонов с поверхностью. Оба эти фактора уменьшают примесь $g_{7/2}$, и, следовательно, уменьшается вероятность перехода. Однако оценки показывают, что учет только этих факторов недостаточен для объяснения наблюдаемой вероятности перехода и что значительную роль играет индуцирование при переходе коллективного динамического электрического момента типа $E3$.

Таким образом, основные затруднения одночастичной модели оболочек, возникшие при попытке описания изомерных состояний в ядрах с нечетным A, в обобщенной модели оболочек находят себе сравнительно простое объяснение.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Л. А. Сливу, Б. С. Джелепову и Оге Бору за детальное обсуждение работы.

Цитированная литература

1. Weizsäcker C., Naturwiss., **24**, 813 (1936).
2. Engelkemeir D., Magnusson L., Phys. Rev., **94**, 1395 (1954); Strominger D., Rasmussen J., Phys. Rev., **100**, 844 (1955); Engelkemeir D., Magnusson L., Phys. Rev., **99**, 135 (1955); De Waard H., Phil. Mag., **46**, 445 (1955); Sunyar A., Phys. Rev., **90**, 387 (1953); Barber W., Phys. Rev., **80**, 332 (1950).
3. Nordheim L., Phys. Rev., **75**, 1894 (1949).
4. Feenberg E., Hammak K., Phys. Rev., **75**, 1877 (1949).
5. Mayer M., Phys. Rev., **78**, 16 (1950).
6. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., **83**, 907 (1953).
7. Goldhaber M., Hill R., Rev. Mod. Phys., **24**, 179 (1952).
8. Grasemann B., Phys. Rev., **93**, 1034 (1954).
9. Kraushaar J., Phys. Rev., **92**, 318 (1953).
10. Jentschke W., Juveland A., Kinsey D., Phys. Rev., **96**, 231 (1954).
11. Goldhaber M., Phys. Rev., **89**, 1146 (1953).
12. Goldhaber M., Sunyar A., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy.—Ed K. Siegbahn, Amsterdam, 1955.
13. Katz R., Phys. Rev., **91**, 1487 (1953).
14. Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev., **90**, 587 (1953).
15. Bohr A., Mottelson B., Dan. Videnskab. selskab. Mat.-fys. Medd., **27**, 16 (1953).
16. Nillsen S., Dan. Videnskab. selskab. Mat.-fys. Medd., **29**, 16 (1955).
17. Poe A., Phil. Mag., **377**, 611 (1955).
18. Mihelich W., Bull. Am. Phys. Soc., **30**, 46 (1955).
19. Wills D., Phys. Rev., **93**, 181 (1954).
20. Low W., Bull. Res. Coun. Israel, **3**, *4*, 337 (1954).
21. Bolotin H., Wilkinson R., Bull. Amer. Phys. Soc., **30**, 71 (1955).
22. Gimmi F., Heer E., Scherrer P., Helv. Phys. Acta, **28**, 470 (1955).
23. Bohr A., Mottelson B., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy.—Ed K. Siegbahn, Amsterdam, 1955.
24. Слив Л., Пекер Л., ДАН СССР, **94**, 849 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. М. ДЕМИДОВ

ОБ УРОВНЯХ ЯДЕР С НЕЧЕТНЫМ ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ $Z = 11 \div 28$

Выполненные в последние годы исследования энергетического и углового распределения протонов, возникающих в реакции (d, p), а также дальнейшее изучение $\beta^{\pm}$-распада и γ-лучей, возникающих в реакции (n, γ), дали много сведений об энергиях, моментах и четностях некоторых возбужденных состояний ядер с числом зарядов Z, лежащим в интервале $11 \div 28$.

Наиболее полно были изучены характеристики уровней в четно-нечетных (нечетных по числу нейтронов) ядрах с $Z = 11 \div 20$ Хольтом и Маршамом [1]. Они исследовали угловое распределение протонов и сечения реакции (d, p) для различных уровней этих ядер. Анализируя полученные данные и предполагая, что с наибольшей вероятностью нейтрон захватывается на уровни, обусловленные одночастичным возбуждением последнего нейтрона, они смогли установить характеристики для некоторых уровней четно-нечетных ядер.

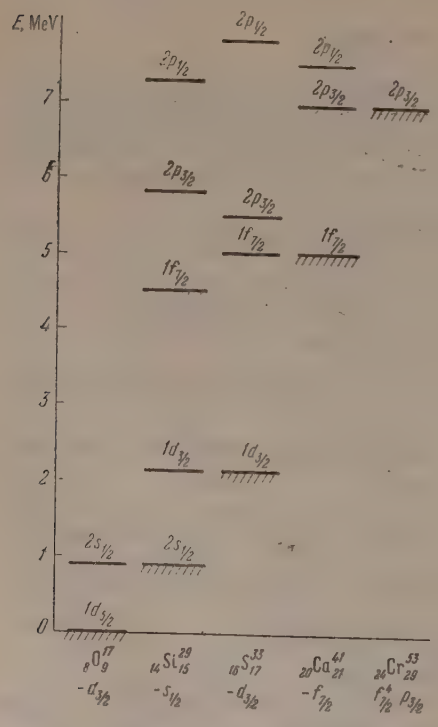


Рис. 1. Одночастичные нейтронные уровни четно-нечетных ядер

На рис. 1 схематично показано расположение таких одночастичных нейтронных уровней для некоторых четно-нечетных ядер. Для удобства рассмотрения на этом рисунке не нанесены другие уровни, а основное состояние каждого ядра совмещено с уровнем предшествующего ядра, имеющим ту же самую характеристику.

Обращает на себя внимание, что указанные уровни располагаются точно в том порядке, как это предсказывает оболочечная модель ядра: $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$.

Представляет интерес дальнейшее изучение свойств перечисленных одночастичных нейтронных состояний ядер. В данной работе показано, что некоторые дополнительные данные о таких состояниях можно получить путем анализа энергетических уровней ядер с одной и той же нейтронной конфигурацией, но с различным числом протонов. В частности, интересен случай, когда число протонов меняется на единицу. При этом

будут сравниваться возбужденные состояния четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер.

В литературе уже указывалось [2] на возможность того, что связь между нечетным нейтроном и нечетным протоном в нечетно-нечетном ядре может быть мала, если они находятся на различных орбитах, а также отмечалось, что состояния нечетно-нечетных ядер характеризуются угловыми моментами и четностями отдельно нейтронной и отдельно протонной групп, причем эти группы имеют такие же угловые моменты и четности, какие наблюдаются в соседнем нечетном ядре.

Очевидно, можно ожидать также, что в нечетно-нечетном ядре возможны и возбуждения отдельно нейтронной и отдельно протонной конфигураций, т. е. можно ожидать, что среди уровней нечетно-нечетного ядра тоже проявятся уровни, соответствующие переходу последнего нейтрона в состояния, предсказываемые моделью оболочек ($1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ и т. д.). Однако при рассмотрении нечетно-нечетных ядер появляются новые обстоятельства, вытекающие из характера ядерных сил. А именно — появляется возможность встретиться с различным взаимодействием нечетного нейтрона с нечетным протоном при различных взаимных ориентациях их угловых моментов — j_p и j_n, что может повести к расщеплению уровней нечетно-нечетного ядра, соответствующих фиксированному состоянию нейтрона и протона. При этом необходимо уже говорить о нескольких уровнях нечетно-нечетного ядра, соответствующих данному состоянию нуклона. Четности всех этих уровней одинаковы (определяются суммой четностей состояний нейтрона и протона), а полные угловые моменты этих уровней должны меняться в пределах от $|j_p - j_n|$ до $j_p + j_n$.

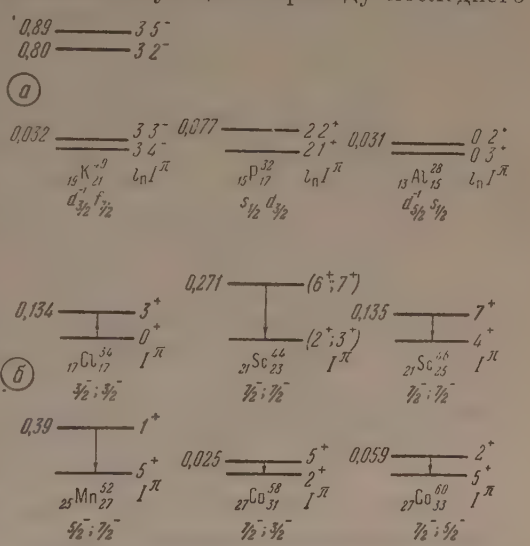


Рис. 2. *а* — Мультиплеты для основных состояний ядер K^{40}, Al^{28}, P^{32}; *б* — изомеры нечетно-нечетных ядер с $Z < 28$

К сожалению, в настоящее время известны характеристики только для малого числа возбужденных состояний нечетно-нечетных ядер. Поэтому пока невозможно с полной достоверностью доказать наличие такого рода мультиплетов. Однако имеется несколько примеров, в которых члены мультиплета с некоторой определенностью могут быть идентифицированы. В основном эти примеры относятся к случаю мультиплетов при основных состояниях ядер.

Указанным характером взаимодействия можно объяснить, например, появление первых трех возбужденных состояний ядра K^{40} (рис. 2, *а*). Угловое распределение протонов в реакции (d, p) для основного из этих трех уровней дает значение орбитального момента нейтрона $l_n = 3$ [3]. Этот результат дает возможность предполагать, что эти состояния соответствуют четырем возможным взаимным ориентациям угловых моментов нейтрона, находящегося в состоянии $1\,f_{7/2}$, и протона в состоянии $1\,d_{3/2}^{-1}$. При этом определенные из интенсивностей протонных групп значения полных угловых моментов этих состояний, соответственно 4^-, 3^-, 2^- и 5^- [4], подтверждаются данными о γ-переходах ядра K^{40} после (n, γ)-реакции.

Аналогичным способом можно объяснить и появление первых возбуж-

денных состояний ядер Al^{28} ($1d_{5/2}^{-1}$ протон и $2s_{1/2}$ нейтрон) и P^{32} ($2s_{1/2}$ протон и $1d_{3/2}$ нейтрон) (рис. 2, *а*). Данные об орбитальных моментах нейтрона [3, 1], а также полных угловых моментах и четностях [4, 5] основного и первого возбужденного состояний ядер Al^{28} и P^{32} позволяют предполагать, что эти состояния обусловлены различными ориентациями j_p и j_n в этих ядрах.

Необходимо отметить, что такое расщепление уровней может привести к появлению изомерии у нечетно-нечетного ядра, если $j_p + j_n$ сильно отличается от $|j_p - j_n|$.

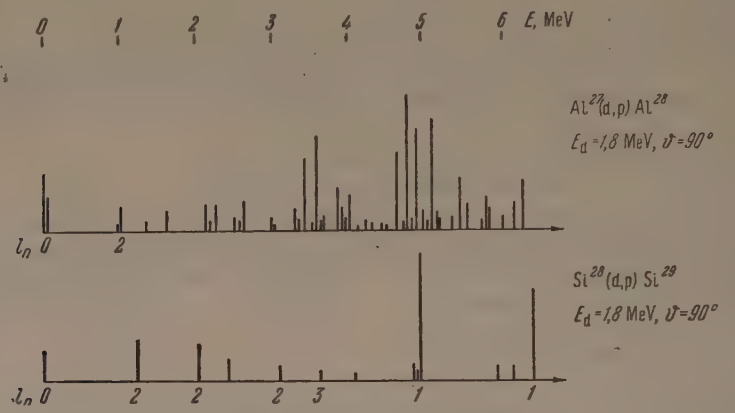


Рис. 3. Интенсивности протонных групп в реакциях Al^{27} (d, p) Al^{28} и Si^{28} (d, p) Si^{29}

На рис. 2, *б* приведены изомеры нечетно-нечетных ядер

$$_{17}Cl_{17}^{34},\quad _{21}Sc_{23}^{44},\quad _{21}Sc_{25}^{46},\quad _{25}Mn_{27}^{52},\quad _{27}Co_{31}^{58}\ \text{и}\ _{27}Co_{33}^{60},$$

для которых данные о полных угловых моментах и четностях основного и возбужденного состояний позволяют трактовать их появление указанным выше способом. Под каждой из схем указаны угловые моменты и четности нейтронной и протонной конфигураций в ядре. Во всех приведенных случаях угловые моменты, так же как и четности состояний, составляющих изомер, могут быть получены из суммы векторов j_p и j_n. При этом интересно отметить такое обстоятельство. Изомерия по оболочечной модели ядра связывается в основном с определенными числами нейтронов или протонов в ядре: а именно, число протонов или нейтронов должно лежать в интервале чисел $39 \div 49$ и $63 \div 81$, когда заполняются оболочки $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ и $1h_{11/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ [6]. Все же перечисленные выше изомеры нечетно-нечетных ядер имеют числа протонов и нейтронов, лежащие в той области, где изомерия по модели оболочек еще не ожидается.

Все рассмотренные выше примеры относились к рассмотрению мультиплетов при основных состояниях нечетно-нечетных ядер. Из-за отсутствия данных о характеристиках высоковозбужденных состояний нечетно-нечетных ядер почти невозможно показать наличие мультиплетов, обусловленных различными ориентациями углового момента возбужденного нейтрона относительно углового момента невозбужденного протона. Все примеры, которые можно привести, носят характер предположения.

Рассмотрим, например, случай, который наблюдается при сравнении энергетических спектров ядер Al^{28} и Si^{29}, имеющих одну и ту же нейтронную конфигурацию $2s_{1/2}$. На рис. 3 изображена зависимость относительных интенсивностей протонных групп в реакциях Al^{27} (d, p) Al^{28} и Si^{28} (d, p) Si^{29} [7, 8] от энергии уровней ядер Al^{28} и Si^{29}. Оба ядра исследовались при одной и той же энергии дейтонов $E_d = 1{,}8$ MeV и под одним и тем же углом наблюдения к падающему пучку дейтонов $\vartheta = 90°$.

На рис. 3 значения энергий возбуждения ядер, которые откладываются в приводимых графиках по оси абсцисс, приведены в верхней части рисунка, а данные об орбитальных моментах нейтрона — под соответствующим уровнем, найденным в реакции (d, p). Относительные интенсивности протонных групп в реакции (d, p) для данного уровня отложены по оси ординат в виде линий, причем длина линий пропорциональна интенсивности.

Из рассмотрения рис. 3 следует, что выход протонов в реакции (d, p) четко выделяет уровень с энергией 4,93 MeV среди других уровней ядра Si^{29}. Этому уровню Хольт и Маршам приписали характеристику $2\,p_{3/2}$ [1]. В случае Al^{28} обращают на себя внимание выделяемые по интенсивностям протонных групп четыре уровня с энергиями 4,67, 4,76, 4,90, 5,13 MeV.

Можно предположить, что выделенные нами четыре уровня ядра Al^{28} соответствуют четырем возможным взаимным ориентациям $1\,d_{5/2}^{-1}$ невозбужденного протона и $2\,p_{3/2}$ возбужденного нейтрона. В таком случае они должны иметь характеристики 1^-, 2^-, 3^-, 4^-.

Состояние ядра Al^{28}, образованное при захвате теплового нейтрона, имеет характеристику 2^+ и 3^+. В том случае, если вероятность захвата в состояние с одной из этих характеристик больше, интенсивные ($E1$) γ-переходы пойдут только на три из отмеченных выше уровня. В работе [9] наблюдали интенсивные γ-переходы на уровни с энергиями 4,67 и 4,90 MeV.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что выделенные уровни ядра Al^{28} имеют примерно ту же самую энергию, что и уровень $2\,p_{3/2}$ у ядра Si^{29}. Возможно, этот факт не является случайностью, поскольку при сравнении других пар ядер мы встречаемся с аналогичным положением. В таблице приведены данные об энергиях первого возбужденного уровня с $l_{\text{п}} = 1$ для двух пар ядер, имеющих нейтронную конфигурацию $1\,d_{3/2}$ и $1\,f_{7/2}$ в невозбужденном состоянии.

Энергия 1-го уровня с $l_{\text{п}}=1$ и большим сечением реакции, MeV	Ядро	Нейтронная конфигурация
3,23 [1]	S^{33}	$1\,d_{3/2}$
3,26 [10]	P^{32}	
1,95 [1]	Ca^{41}	$1\,f_{7/2}$
2,05 [3]	K^{40}	

Приведенный пример, в котором предполагается мультиплет для возбужденного состояния нейтрона, не является единственным, но и в других случаях, так же как и в изложенном, необходимы дополнительные данные о характеристиках уровней для достоверной идентификации членов мультиплета.

Необходимо отметить, что установление факта наличия мультиплетов для возбужденных состояний нейтрона дало бы возможность понять частично, например бóльшую плотность уровней, найденных в реакции (d, p), у ядра Al^{28} по сравнению с ядром P^{32} [11]. В случае ядра Al^{28} угловой момент протона $^5/_2$ должен дать больше комбинаций при сложении с угловым моментом возбужденного нейтрона, чем в случае ядра P^{32}, где протон имеет угловой момент $^1/_2$. При этом автоматически предполагается, что в реакции (d, p) в основном (с большей вероятностью) проявляются уровни, соответствующие возбуждению нейтронной конфигурации.

Еще бóльшую, чем у Al^{28}, плотность уровней мы имеем у ядра Sc^{46}, где нечетные протон и нейтрон в основном состоянии имеют характеристику $1\,f_{7/2}$. Возможно, это обстоятельство, а также наличие нескольких

нейтронов вне замкнутой оболочки, и сказывается на γ-спектре, излучаемом ядром Sc^{46} в (n, γ)-реакции [12]. Спектр γ-лучей Sc^{46} резко отличается от γ-спектров соседних с ним элементов и напоминает γ-спектры тяжелых ядер, характер которых определяет большая плотность уровней.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность Л. В. Грошеву за полезные советы при рассмотрении изложенного вопроса.

Цитированная литература

1. Holt J., Marsham T., Proc. Phys. Soc. (London), A 66, 249, 258, 467, 565 (1953).
2. De-Shalit A., Phys. Rev., 91, 1479 (1953).
3. Теплов И., Диссертация, 1954.
4. Enge H., Phys. Rev., 94, 730 (1954).
5. Sheline R., Johnson N., Bell P., Davis R., McGowan F., Phys. Rev., 94, 1642 (1954).
6. Корсунский М., Изомерия атомных ядер.— ГИТТЛ, М., 1954.
7. Enge H., Buechner W., Sperduto A., Phys. Rev., 88, 963 (1952).
8. Van Patter D., Buechner W., Phys. Rev., 87, 51 (1952).
9. Kinsey B., Bartolomew G., Canad, J. Phys., 31, 537 (1953).
10. Kinsey B., Bartolomew G., Phys. Rev., 93, 1260 (1954).
11. Endt P. M., Kluyver I. C., Rev. Mod. Phys., 26, 95 (1954).
12. Kinsey B., Bartolomew G., Phys. Rev., 89, 375 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ и В. С. ЕВСЕЕВ

О СУЩЕСТВОВАНИИ В ЯДРАХ С НЕЧЕТНЫМИ A ОКТУПОЛЬНЫХ ИЗОМЕРНЫХ ПЕРЕХОДОВ С ПЕРИОДАМИ ПОЛУРАСПАДА $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек

Исходя из определенной связи, существующей между мультипольностью, энергией и продолжительностью изомерных переходов [1, 2], можно заключить, что переходы с периодами полураспада $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек в подавляющем большинстве являются октупольными, причем энергия переходов с такими периодами полураспада для ядер с нечетными Z примерно отвечает интервалу $\Delta E = 150 \div 700$ keV, а для ядер с нечетными N — интервалу $\Delta E = 1 \div 3$ MeV.

Квадрупольные переходы происходят с такими периодами полураспада при энергии порядка 10 keV, а шестнадцатипольные — при энергии ~10 MeV, между тем такие расстояния между соседними уровнями ядер почти не встречаются [3].

Рассматривая общепринятую в оболочечной теории совокупность состояний в различных оболочках (отвлекаясь при этом для начала от последовательности этих состояний), можно легко прийти к выводу, что октупольные переходы в рамках данной оболочки могут иметь место далеко не при всех комбинациях уровней *.

Этот вывод иллюстрируется табл. 1—3. Здесь знаком + отмечены такие комбинации пар нижних уровней, которые могут обусловить окту-

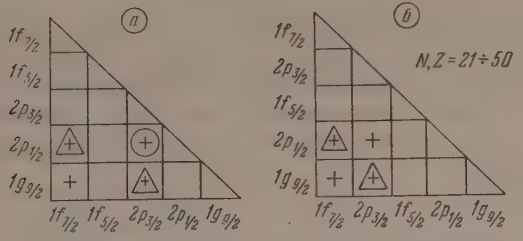


Таблица 1. Иллюстрация возможных октупольных переходов для ядер с $N,Z = 21 \div 50$

польный переход между каким-либо вышележащим уровнем и одним из нижних, знаком + в треугольнике — комбинации, при которых возможны октупольные переходы между двумя нижними уровнями, а знаком + в кружке — комбинации, при которых возможен октупольный переход между двумя из каких-либо вышележащих уровней. В табл. 1 дано два варианта возможностей октупольных переходов (*а* и *б*), а в табл. 2 и 3 — по три таких варианта (*а*, *б*, *в*).

Вариант *а* для всех таблиц отвечает последовательности заполнения ядерных оболочек в простейшем случае учета спин-орбитального рас-

* Мы не рассматриваем октупольных переходов между уровнями, расположенными в разных оболочках, считая, что энергии таких переходов были бы в общем случае заметно выше, так что $T_{1/2} \ll 10^{-4}$ сек.

щепления (см., например, [4]). Варианты *б* и *в* соответствуют эмпирическим * последовательностям заполнения оболочек, причем, по Клинкенбергу [5], вариант *б* соответствует заполнению протонных оболочек, вариант *в* — заполнению нейтронных оболочек. Последовательность заполнения оболочек указана слева направо по горизонтальным и сверху вниз по вертикальным осям табл. 1—3.

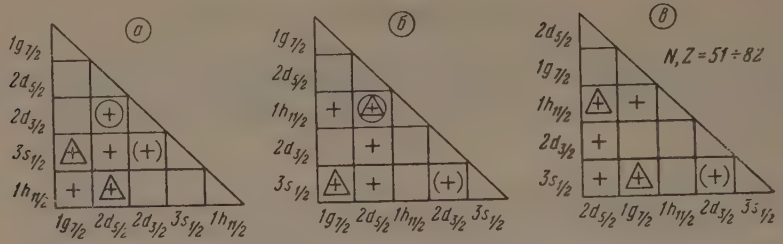


Таблица 2. Иллюстрация возможных октупольных переходов для ядер с $N, Z = 51 \div 82$

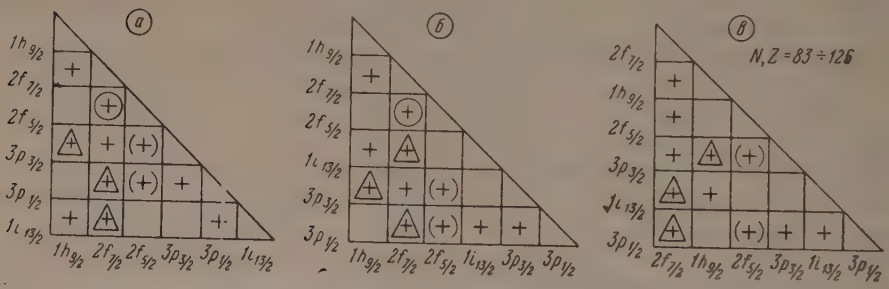


Таблица 3. Иллюстрация возможных октупольных переходов для ядер с N, $Z = 83 \div 126$

Учет последовательности заполнения различных состояний накладывает чрезвычайно сильное ограничение на число возможных октупольных переходов. Возможность таких переходов остается лишь при комбинациях двух нижних уровней, обозначенных знаком + в кружке в табл. 1—2 (при этом нижний уровень отсчитывается по горизонтальной, а второй — по вертикальной оси).

В простейшем случае последовательности уровней при учете спин-орбитального расщепления (вариант *а*) интересующие нас переходы в ядрах с нечетными A оказываются возможными лишь при заполнении состояния $2p_{3/2}$ в IV оболочке ($E3$-переход $1g_{9/2} \rightarrow 2p_{3/2}$), $2d_{5/2}$ в V оболочке ($E3$-переход $1h_{11/2} \rightarrow 2d_{5/2}$) и $2f_{7/2}$ в VI оболочке ($E3$-переход $1i_{13/2} \rightarrow 2f_{7/2}$).

Заполнение этих состояний, согласно варианту *а*, осуществляется при нечетных Z или N, равных 35 и 37 в IV оболочке, 59, 61 и 63 — в V оболочке, 93, 95, 97 и 99 — в VI оболочке.

Несколько случаев изомерных $E3$-переходов в ядрах с приведенными нечетными значениями N было обнаружено ($_{43}Pd^{109}_{63}$, $_{48}Cd^{111}_{63}$, $_{66}Dy^{165}_{99}$), однако энергии этих переходов лежат в пределах $0{,}1 \div 0{,}17$ MeV, и периоды полураспада оказываются порядка минут и даже десятков минут. В ряде случаев отмечено существование изомеров с указанными Z и N, которые распадаются путем квадрупольных переходов (например, $_{37}Rb^{85}_{48}$, $_{63}Eu^{153}_{90}$, $_{30}Zn^{67}_{37}$).

* См. новые данные о возбужденных состояниях ядер с нечетными A, а также [5—7].

Простейший случай последовательности уровней с учетом спин-орбитального расщепления (вариант *а*) отвечает наиболее широкому кругу возможных октупольных изомерных переходов, а всякие дополнительные соображения приводят к сокращению этого круга (см., например, варианты *б* и *в* в табл. 1—3). Поэтому целесообразно привести здесь основанный на варианте *а* максимальный перечень изотопов, у которых можно ожидать наличия октупольных изомерных переходов (в дальнейшем будут приведены различные соображения, сокращающие этот перечень).

К числу такого рода стабильных или долго живущих изотопов с нечетными Z относятся: ${}_{35}Br^{79,81}_{44,46}$, ${}_{37}Rb^{87}_{50}$, ${}_{59}Pr^{141}_{82}$, ${}_{61}Pm^{145,147}_{84,86}$, ${}_{63}Eu^{151}_{88}$, а также ряд изотопов зауарановых элементов Np, Am, Bk и E.

К числу подобных стабильных изотопов с нечетными N относятся: ${}_{64}Gd^{157}_{93}$, ${}_{66}Dy^{161,163}_{95,97}$ и ${}_{68}Er^{167}_{99}$.

Изомеры с нечетными N, характеризующиеся октупольными переходами, могут получиться также (согласно варианту *а*) при радиационном захвате нейтронов ядрами: ${}_{28}Ni^{62,64}_{34,36}$, ${}_{30}Zn^{64}_{34}$, ${}_{42}Mo^{100}_{58}$, ${}_{44}Ru^{102}_{58}$, ${}_{46}Pd^{106}_{60}$, ${}_{48}Cd^{106,108}_{58,60}$, ${}_{50}Sn^{112}_{62}$, ${}_{62}Sm^{154}_{92}$, ${}_{64}Gd^{156,158,160}_{92,94,96}$, ${}_{66}Dy^{158,160,162}_{92,94,96}$, ${}_{68}Er^{162,164,166}_{94,96,98}$ и ${}_{70}Yb^{168}_{98}$.

Основываясь на эмпирической последовательности заполнения оболочек, можно прийти к выводу о резком сокращении возможного числа октупольных изомерных переходов. Для изомеров с нечетными Z (вариант *б*) такие переходы оказываются уже невозможными при $Z = 35$ и 37, а для изомеров с нечетными N (вариант *в*) возможность таких переходов вовсе исключается.

Очевидно, установление наличия или отсутствия октупольных изомерных переходов в перечисленных выше случаях может быть использовано для выбора между различными вариантами последовательности заполнения уровней. Приведенные выводы могли бы быть вполне справедливыми и исчерпывающими лишь в случае безусловной применимости ко всем ядрам простой модели ядерных оболочек, т. е. при отсутствии каких-либо иных уровней возбуждения, кроме однонуклонных оболочечных уровней.

Однако в последнее время широкое распространение получила обобщенная модель ядра [6], более правильно и полно описывающая атомное ядро. В частности, было показано [7], что в деформированных ядрах с нечетными A происходит расщепление каждого из одночастичных состояний на $\frac{2j+1}{2}$ состояний с моментами $j_i = 1, \ldots, {}^1/_2$ (j — момент расщепляющегося одночастичного состояния). Такое расщепление тем значительнее, чем больше квадрупольный момент ядра, т. е., в общем случае, чем дальше Z или N удалены от «магических» чисел. Естественно, что при таком расщеплении среднее расстояние между соседними уровнями ядра становится меньше, чем в случае нерасщепленных одночастичных состояний (~100 keV).

Учет сказанного выше должен привести к тому, что во всяком случае при $Z, N = 93 \div 99$ не будет октупольных переходов с $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек (ибо ядра с такими Z или N обладают большими квадрупольными моментами *).

Таким образом, исходя из представлений оболочечной модели (с учетом расщепления одночастичных уровней в деформированных ядрах), можно сделать вывод о дальнейшем ограничении существования октупольных изомерных переходов с $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек у ядер с нечетными A (остается лишь случай $Z = 59, 61, 63$).

Изучение опытных данных о возбужденных состояниях ядер с нечетными A показывает, однако, что, наряду с уровнями, предусмотренными

* Изомеры с октупольными переходами, предсказываемые Л. К. Пекером (см. настоящий номер журнала, стр. 956.), ввиду малости энергетических расстояний между уровнями должны обладать $T_{1/2} \approx 1$ сек.

моделью оболочек (с учетом расщепления одночастичных состояний в несферических ядрах), в одном и том же ядре встречаются и уровни других типов. Так, например, у многих ядер обнаружены наряду с одночастичными и вращательные уровни. К числу таких ядер, повидимому, относятся: Rh^{103} [8, 9], Ag^{107} [3, 8—10], Ag^{109}[3, 8—10], Eu^{153} [11—13], Lu^{175} [13—15], Hf^{177} [13—16].

Вращательными могут также оказаться и многие из уровней, которые ранее были интерпретированы как дырочные [17—19]. В ряде случаев отмечено существование уровней, не являющихся ни однонуклонными, ни вращательными и еще не получивших удовлетворительного объяснения. В качестве примеров наличия в одном и том же ядре уровней различного типа можно привести схемы возбужденных состояний нескольких ядер, изображенные на рис. 1 и 2.

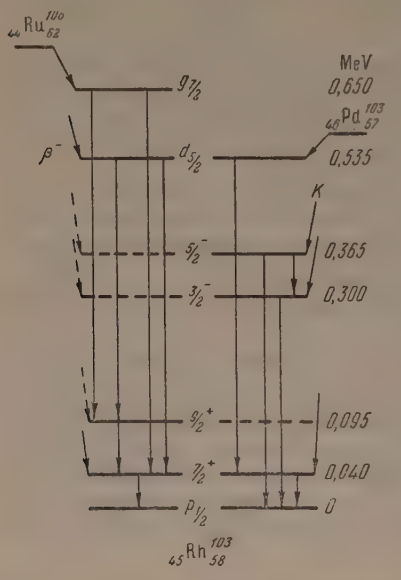


Рис. 1. Схема возбужденных состояний ядра $_{45}Rh^{103}_{58}$

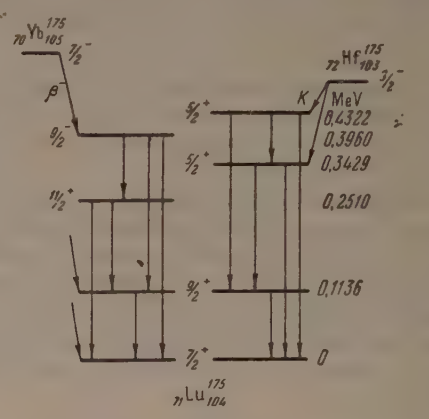


Рис. 2. Схема возбужденных состояний ядра $_{71}Lu^{175}_{103}$

$_{45}\mathbf{Rh}^{103}_{58}$. У этого ядра уровни $^7/_2{}^+$, $^9/_2{}^+$ $(1\,g_{9/2})$ и $1\,g_{7/2}$ — одночастичные *, а уровни $^3/_2{}^-$ и $^5/_2{}^-$ интерпретируются [9] как вращательные уровни основного состояния ядра $2p_{1/2}$ (рис. 1).

$_{71}\mathbf{Lu}^{175}_{104}$. Состояния $^9/_2{}^+$ и $^{11}/_2{}^+$ этого ядра — вращательные. Уровень $^9/_2{}^-$ и один из уровней $^5/_2{}^+$ хорошо можно объяснить, исходя из представлений о расщеплении одночастичных состояний [7] (рис. 2).

Существование — в дополнение к однонуклонным оболочечным уровням — также и уровней другого происхождения, при условии разрешенности взаимных переходов между ними, в принципе может привести к возможности возникновения новых октупольных изомерных переходов, но лишь взамен переходов более высокой мультипольности, которые наблюдались бы при отсутствии дополнительных уровней (к числу таких переходов, быть может, относится $E3$-переход $1\,h_{11/2} \to {}^5/_2{}^+$ для Au^{197}, возникающий взамен $M4$-перехода $1\,h_{11/2} \to 2\,d_{3/2}$ [20], см. рис. 3).

В связи с относительно малой разностью энергии уровней такие дополнительные октупольные переходы вряд ли будут характеризоваться значениями $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек. Таким образом, ожидать появления новых переходов с такими $T_{1/2}$ не приходится, тогда как уменьшение их числа за

* Состояние $^7/_2{}^+$ не является чисто одночастичным, оно получается в результате взаимодействия с поверхностью ядра пяти протонов в конфигурации $1\,g_{9/2}$ [6].

счет появления новых квадрупольных переходов вполне возможно. Поэтому, хотя вопрос об общем уменьшении мультипольностей переходов в связи с наличием нескольких типов ядерных уровней требует особого рассмотрения, в общем ясно, что учет этого обстоятельства лишь объяснил бы меньшую распространенность октупольных переходов с $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек у ядер с нечетными A.

Итак, учет всей совокупности выводов оболочечной и обобщенной моделей, а также новых представлений о структуре ядерных уровней заставляет сделать вывод о крайне малой распространенности изомерных переходов с $T_{1/2} = 10^{-4} \div 1$ сек у ядер с нечетными A. Поэтому всякое обнаружение подобной изомерии у таких ядер представило бы несомненный интерес для проверки и дополнения современных моделей ядер. В самом деле, обнаружение существования таких изомеров может иметь место лишь вследствие одной из следующих причин: 1) резкого нарушения последовательности заполнения уровней, предусмотренных моделью ядерных оболочек; 2) наличия уровней, не предусмотренных моделью ядерных оболочек (с учетом расщепления одночастичных состояний в несферических ядрах) и либо заменяющих эти уровни, либо существующих наряду с ними, без взаимных переходов *.

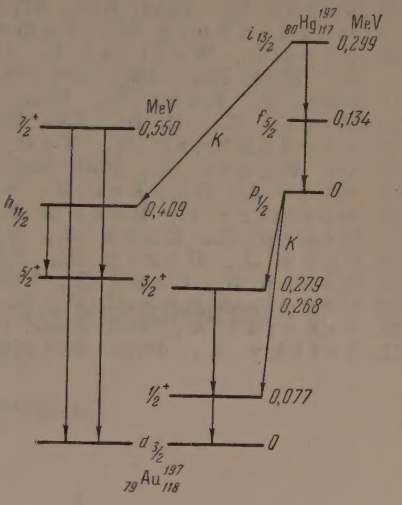


Рис. 3. Схема возбужденных состояний ядра $_{79}Au^{197}_{118}$

В последнее время было открыто около десяти миллисекундных активностей, возникающих при бомбардировке различных ядер фотонами тормозного излучения с энергией до 22 MeV [20] и протонами с энергией около 20 MeV [22] **. Повидимому, подавляющее их большинство принадлежит ядрам с четными A, т. е. нечетно-нечетным или четно-четным. Однако большое разнообразие реакций, протекающих при таких энергиях, затрудняет надежную идентификацию полученных изомеров. Поскольку без такой идентификации нельзя сделать никаких определенных выводов о природе наблюдаемых изомерных переходов, необходимо подчеркнуть особый интерес наблюдения изомеров, возникающих под действием γ-квантов с энергией ниже порога γ, p- и γ, n-реакций или под действием тепловых нейтронов.

Хотя круг таких изомеров относительно узок (например, в случае γ-квантов он ограничен лишь изомерами устойчивых изотопов, да еще зависит от наличия соответствующих активационных уровней), зато надежность идентификации получаемых изомеров придает полную определенность всяким результатам, которые могут быть получены на этом пути.

Авторы выражают искреннюю признательность Л. К. Пекеру за плодотворную дискуссию.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

---

* Повидимому, именно второй причиной объясняется только что установленное существование 18-миллисекундного изомера $_{33}As^{75}$ [21].

** См. доклад О. И. Лейпунского, В. В. Миллера, А. М. Морозова и П. А. Ямпольского, Изв. АН СССР, Серия физич., 20, *12* (1956).

Цитированная литература

1. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., **83**, 907 (1951).
2. Moszkowsky S., Phys. Rev., **89**, 474 (1953).
3. Hollander J., Perlman I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., **25**, 469 (1953).
4. Корсунский М. И., Изомерия атомных ядер.— Гостехиздат, М., 1954.
5. Klinkenberg P., Rev. Mod. Phys., **24**, 463 (1952).
6. Bohr A., Mottelson B., Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fis. Medd., **27**, *16* (1953); русск. пер. см. «Проблемы современной физики», № 9, 1955.
7. Mottelson B., Nilsson S., Phys. Rev., **99**, 1615 (1955); Nilsson S., Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fis. Medd., **29**, *16* (1955).
8. Saraf B., Phys. Rev., **97**, 715 (1955).
9. Heydenburg N., Temmer G., Phys. Rev., **95**, 861 (1955).
10. Tagg L., Wolicki E., Bondeling R., Dunning K., Snyder S., Phys. Rev., **100**, 1299 (1955).
11. Lee M., Katz R., Phys. Rev., **93**, 155 (1954).
12. Marty N., C. R., **238**, 2516 (1954).
13. Heydenburg M., Temmer G., Phys. Rev., **100**, 150 (1955).
14. De Waard H., Phil. Mag., **46**, 445 (1955).
15. Muze J., Bunker M., Starner J., Phys. Rev., **100**, 1390 (1955).
16. Marmier P., Boehm F., Phys. Rev., **97**, 103 (1955).
17. Пекер Л., Слив Л., Золотавин А., ДАН СССР, **88**, 781 (1953).
18. Слив Л., Пекер Л., ДАН СССР, **92**, 277 (1953).
19. Пекер Л., Слив Л., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 411 (1953).
20. Vegors S., Axel P., Phys. Rev., **100**, 1238 (1955).
21. Schardt A., Bull. Amer. Phys. Soc., I, *2*, *D 1*, 85 (1956).
22. Softky S., Phys. Rev., **98**, 736 (1955).

Материалы Всесоюзного совещания по катодной электронике

(Киев, 25—29 ноября 1955 г.)